LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

ANALYSE GRAPHIQUE DU FONCTIONNEMENT DU TECNETRON

Première Partie

Par A. V. J. MARTIN (*) et J. LE MÉE (**),

Résumé. — Le tecnetron est un amplificateur à semiconducteur utilisant l'effet de champ.
La présente étude est une analyse de son fonctionnement dans le régime sous-critique, où la mobilité des porteurs peut être considérée comme constante.
Elle est principalement graphique et constitue une seconde approximation d'une théorie purement analytique due à A. V. J. Martin et précédemment publiée dans ce Journal.
Une série de courbes universelles donnant les principales caractéristiques du dispositif est présentée.
La comparaison entre les théories précédentes et la présente étude est effectuée. Des formules empiriques simples sont déduites, donnant avec une bonne approximation les valeurs des paramètres.

Abstract. — The tecnetron is a semiconductor amplifying device. It uses the centripetal striction due to the field effect applied to a cylindrical structure and embodies one metal-to-semiconductor rectifying contact.
The present paper is an analysis of its operation in the subcritical field region, where the carrier mobility can be considered as constant. It is mainly graphical and is a second approximation of an analytic theory due to A. V. J. Martin, préviously published in this Journal.
A set of universal curves giving the main characteristics of the device is deduced. Comparaison is made between preceding theories and the present study.

Introduction. — Le tecnetron est un amplificateur à semiconducteur utilisant la striction centripète causée par l'effet de champ appliqué à une structure cylindrique.

Le principe physique de son fonctionnement a déjà été exposé ailleurs [1], [2], [3], [8], ainsi que son emploi dans les montages électroniques [9].

La présente étude, qui est une seconde approximation d'une théorie due à A. V. J. Martin [3], [8], se limite au cas d'une mobilité des porteurs indépendante du champ électrique appliqué. Une première approximation dans les régions hypercritiques du champ a déjà été faite par les auteurs [4] et les travaux théoriques et expérimentaux se poursuivent tant en France qu'aux États-Unis. Une publication sera faite prochainement à ce sujet.

(*) Directeur de la revue *Électronique et Automatisme*, 1, rue du Dragon, Paris (6e). Précédemment Ass. Professeur au Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, U. S. A.

(**) Instructeur, Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, U. S. A. Ce travail a été partiellement financé par la Marine Américaine, Contrat ONR Nonr 760 (09).

Fonctionnement. — Le tecnetron est un bâtonnet cylindrique de semiconducteur, généralement du germanium, dans lequel un profond sillon cylin-

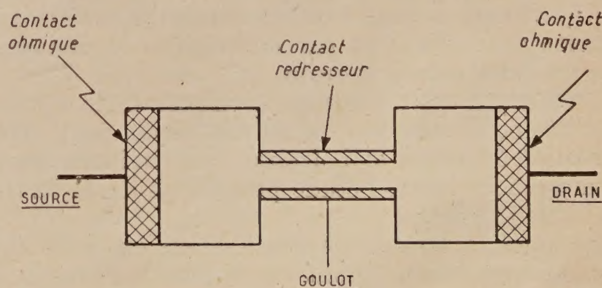


FIG. 1. — Aspect physique du tecnetron.

drique a été pratiqué (*fig.* 1). Le bâtonnet est pris dans un cristal de germanium du type N et comporte à chaque extrémité un contact ohmique, la source et le drain. Le col du bâtonnet ou goulot est garni d'indium ou d'étain, constituant un contact rectifiant. Le potentiel de la source est pris comme référence.

Dans des conditions normales, une tension pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de volts est appliquée au drain. Le contact rectifiant est polarisé par une tension dont la valeur est de quelques volts inférieure à celle de la source.

Une charge d'espace annulaire apparaît en conséquence dans le semiconducteur sous-jacent, qui se trouve vidé de porteurs. La partie centrale du semiconducteur qui demeure conductrice constitue le *canal*. On conçoit que la modulation de la tension de polarisation va modifier l'épaisseur de la charge d'espace et, partant, la section du canal conducteur, donc sa résistance. Cette modulation de la résistance du canal permettra la commande du courant entre source et drain, et on voit immédiatement la possibilité d'une amplification à la fois en puissance et en tension, l'impédance du goulot étant très grande.

Hypothèses. — Dans la présente étude, les principales hypothèses faites sont :

1. — Le col est long et mince.
2. — La densité des porteurs est constante dans le canal, c'est-à-dire que le gradient de concentration est nul dans toutes les directions.
3. La résistance ohmique de source et de drain est négligeable.
4. — La variation du gradient de tension le long du canal est lente.
5. — La résistance d'entrée est infinie.
6. — La tension intrinsèque de la jonction de goulot est négligée.
7. — La charge d'espace s'étend tout entière dans le semiconducteur.

Dans la première partie du présent travail, une analyse graphique du fonctionnement est faite, puis les résultats sont comparés avec les travaux antérieurs [2], [3], [8].

Action centripète de l'effet de champ. — Comme il a été déjà expliqué, l'effet d'une polarisation négative sur le goulot est de réduire la section du canal conducteur et par conséquent la conductance entre source et drain.

S'il n'y a pas de tension appliquée entre source et drain, et si le col est fin, le canal peut être considéré comme cylindrique. Nous suivons dans ses grandes lignes l'étude précédente de A. V. J. Martin [3], [8].

Quand la tension de polarisation est nulle, le canal conducteur remplit tout le goulot, de rayon b est de longueur l (*fig.* 2). La résistance à froid est

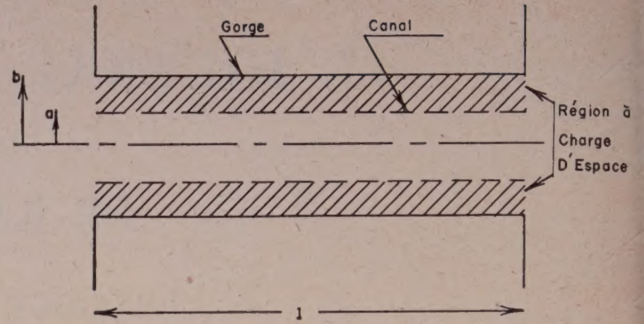


Fig. 2. — Géométrie du goulot.

donc :

$$R_0 = 1/G_0 = l/\pi\sigma\, b^2 \qquad (1)$$

et nous posons :

$$g_0 = \pi\sigma\, b^2 \qquad (2)$$

où :

g_0 est la conductance linéique à froid du canal ; G_0 sa conductance à froid ; σ la conductivité du semiconducteur.

Avec une polarisation négative entre goulot et source, soit a le rayon du canal, c'est-à-dire le rayon de la surface interne de la charge d'espace. La conductance du canal est alors :

$$G_c = \pi\sigma\, a^2/l \qquad (3)$$

et nous posons :

$$g_c = \pi\sigma\, a^2 \qquad (4)$$

où g_c est la conductance linéique du canal polarisé.

L'équation de Poisson appliquée à la charge d'espace donne :

$$\nabla . E = l/\varepsilon$$

ou

$$\nabla V^2 = -\rho/\varepsilon$$

et, en coordonnées cylindriques :

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}$$

où E est le champ électrique de polarisation ;
V est la tension de polarisation ;
ρ est la densité de la charge spatiale ;
ε est la permitivité ;
z est la direction axiale du canal ;
r est le rayon ;
φ est l'angle azimuthal.

Le terme comprenant φ disparaît par fait de symétrie et l'hypothèse 4 nous permet de négliger le terme z, si bien que l'équation se réduit à

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V}{\partial r}\right) = -\frac{\rho}{\varepsilon}. \qquad (5)$$

Intégrant deux fois et utilisant les conditions limites (champ électrique radial nul et potentiel

égal à V_g, tension de polarisation, à $r = a$), nous obtenons pour la tension de polarisation :

$$V_g = -\frac{\rho}{4\varepsilon}\left(b^2 - a^2 - 2a^2 \ln\frac{b}{a}\right) \tag{6}$$

ou

$$V_g = -\frac{\rho\, b^2}{4\,\varepsilon}\left[1 - \frac{a^2}{b^2} + 2\frac{a^2}{b^2}\ln\frac{a}{b}\right]. \tag{7}$$

Considérons maintenant le goulot connecté directement à la source. La tension de polarisation sera la conséquence de la chute ohmique, le long du canal, due au courant qui le traverse et résultant de la différence de potentiel entre source et drain.

En chaque point le long du canal, nous avons :

$$V_g = - V_z \tag{8}$$

V_z étant la tension axiale, de sorte que (7) peut s'écrire :

$$V_z = \frac{\rho\, b^2}{4\,\varepsilon}\left[1 - \frac{a^2}{b^2} + 2\frac{a^2}{b^2}\ln\frac{a}{b}\right]. \tag{9}$$

Si, d'autre part, nous désignons par $\dot{I}$ le courant traversant le canal, la loi d'Ohm donne :

$$\dot{I} = \pi\sigma\, a^2 \frac{\mathrm{d}V_z}{\mathrm{d}z} \tag{10}$$

où z indique l'abscisse le long de l'axe du canal.

On en déduit

$$\dot{I}\int_0^l \mathrm{d}z = \pi\sigma \int_b^\alpha a^2\, \mathrm{d}V_z \tag{11}$$

α étant le rayon interne de la charge d'espace au point $z = l$. Par définition de la conductivité, nous avons :

$$\sigma = \mu\rho \tag{12}$$

où μ est la mobilité des porteurs. L'équation (11) devient donc

$$\dot{I} = \frac{\pi\rho\mu}{l}\int_b^\alpha a^2\, \mathrm{d}V_z. \tag{13}$$

Mais, par dérivation de (9), on obtient

$$\frac{\mathrm{d}V_z}{\mathrm{d}a} = \frac{\rho}{\varepsilon}\left[a \ln\frac{a}{b}\right] \tag{14}$$

et (13) peut s'écrire :

$$\dot{I} = \frac{\pi\mu\rho^2}{\varepsilon l}\int_b^\alpha a^3 \ln\frac{a}{b}\, \mathrm{d}a \tag{15}$$

qui, après intégration et factorisation devient :

$$\dot{I} = \frac{\pi\mu\rho^2\, b^4}{4\,\varepsilon l}\left[\frac{\alpha^4}{b^4}\ln\frac{\alpha}{b} - \frac{1}{4}\frac{\alpha^4}{b^4} + \frac{1}{4}\right]. \tag{16}$$

Au pincement, c'est-à-dire lorsque la striction complète s'opère au drain, α tend vers zéro et le courant se trouve à son maximum, de sorte que nous avons :

$$\dot{I}_{\max} = \frac{\pi\mu\rho^2\, b^4}{16\,\varepsilon l} \tag{17}$$

ou, utilisant l'équation (1) :

$$\dot{I}_{\max} = \frac{1}{R_0}\,\frac{\rho\, b^2}{16\,\varepsilon}. \tag{18}$$

Calcul de la tension de pincement. — L'équation (7) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{4\,\varepsilon}{\rho b^2} V_g + 1 = \left(\frac{a}{b}\right)^2\left[1 - \ln\left(\frac{a}{b}\right)^2\right]. \tag{19}$$

Au pincement $a \to 0$ et $V_g \to V_{c0}$ mais,

$$\lim_{a\to 0}\left(\frac{a}{b}\right)^2\left[1 - \ln\left(\frac{a}{b}\right)^2\right] = 0$$

d'où

$$V_{c0} = -\frac{\rho b^2}{4\,\varepsilon}. \tag{20}$$

Résistance du canal au pincement. — La tension de polarisation est considéré comme nulle.

Remplaçant dans (18) par (20) nous obtenons :

$$I_{\max} = -\frac{V_{c0}}{4R_0} \tag{21}$$

qui montre que la résistance du canal au pincement (cut-off) est quatre fois sa résistance à froid

$$R_{c0} = 4R_0. \tag{22}$$

L'équation (16) peut donc s'écrire

$$I = -\frac{V_{c0}}{4R_0}\left[1 - \left(\frac{\alpha}{b}\right)^4\left(1 + 4\ln\left(\frac{b}{\alpha}\right)\right)\right]. \tag{23}$$

Tension le long de l'axe du canal. — Remplaçant par (20) dans (7), il vient :

$$V_g = V_{c0}\left\{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2\left[1 + \ln\left(\frac{b}{a}\right)^2\right]\right\} \tag{24}$$

ou

$$\frac{V_g}{V_{c0}} = \left\{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2\left[1 + \ln\left(\frac{b}{a}\right)^2\right]\right\}. \tag{25}$$

Jusqu'ici nous avons supposé qu'il n'y avait pas de polarisation externe appliquée au goulot. Nous avons cependant considéré qu'une tension positive était appliquée entre source et drain. Le fonctionnement du tecnetron, lorsqu'il est polarisé, résulte de la superposition de deux effets : l'un dû à la polarisation du goulot, l'autre dû à la chute ohmique, le long du canal, causée par le courant entre source et drain. Les deux effets sont additifs. L'effet de la polarisation est donc d'ajouter simplement un terme constant dans les divers paramètres.

L'effet de la chute ohmique le long du canal est de provoquer une diminution progressive de sa section, le rayon interne a de la charge d'espace variant de point en point. A chaque point cependant, l'équation (24) reste valide.

De ce qui précède, on voit donc que, s'il n'y a pas de polarisation interne, à n'importe quel point le long du goulot, on a une tension :

$$V_g = -V_z \tag{8}$$

et par conséquent, la tension le long de l'axe du canal est

$$V_z = -V_{c0}\left\{1-\left(\frac{a}{b}\right)^2\left[1+\ln\left(\frac{b}{a}\right)^2\right]\right\}. \tag{26}$$

La tension maximum se trouve à l'extrémité drain ($V_z = V_a$) où $z = l$ et $a = \alpha$. Donc

$$V_a = -V_{c0}\left\{1-\left(\frac{\alpha}{b}\right)^2\left[1+\ln\left(\frac{b}{\alpha}\right)^2\right]\right\} \tag{27}$$

d'où

$$-\frac{V_a}{V_{c0}} = 1-\left(\frac{\alpha}{b}\right)^2\left[1+\ln\left(\frac{b}{\alpha}\right)^2\right]. \tag{28}$$

Si une polarisation V_c est appliquée au goulot, la tension V_g à travers la charge d'espace est la somme de la polarisation V_c et de la chute ohmique axiale $-V_z$ due au courant de drain.

$$V_g = V_c - V_z. \tag{29}$$

Dans ce cas, le pincement aura lieu pour une tension de drain égale à :

$$V_a = -(V_{c0} - V_c). \tag{30}$$

Il serait intéressant d'obtenir la valeur des diverses grandeurs caractéristiques en fonction non pas du rapport α/b, mais directement des valeurs des paramètres électriques gouvernant le fonctionnement du tecnetron, tels que la tension de drain, la tension de pincement et la tension de polarisation.

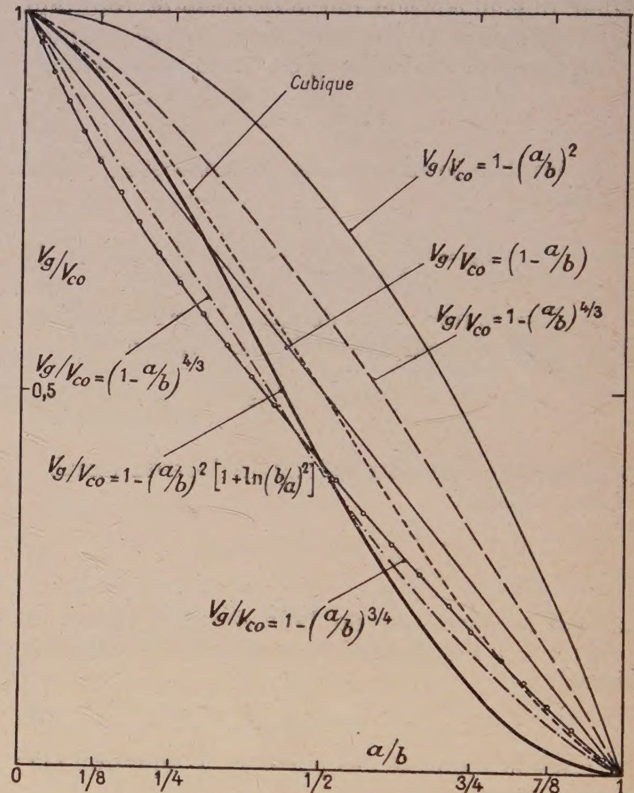
Cela conduit à chercher la valeur de a/b en fonction de V_g. La relation fonctionnelle entre ces deux quantités est donnée par l'équation (24). Malheureusement, il n'est pas facile de trouver une formule simple donnant V_g en fonction de a/b. Deux solutions approchées ont déjà été proposées. Nous pensons qu'une solution graphique aurait l'avantage d'être à la fois plus exacte et de donner directement une meilleure idée de l'influence des divers paramètres.

Nous comparerons ensuite les différentes approximations analytiques à la solution graphique et nous nous efforcerons de dégager des formules empiriques simples représentant le plus exactement possible les diverses caractéristiques.

Première Partie

DÉTERMINATION GRAPHIQUE DES CARACTÉRISTIQUES

Caractéristiques statiques du tecnetron. — Le rapport a/b varie de zéro (source) à 1 (drain au pincement). Donnant à a/b quelques valeurs remarquables comprises entre 0 et 1, nous calculons les valeurs correspondantes de V_g/V_{c0} à partir de la formule (25) (tableau I). Nous en déduisons la courbe correspondante du graphique 1, tracée en trait gras.



GRAPHIQUE 1.

TABLEAU 1

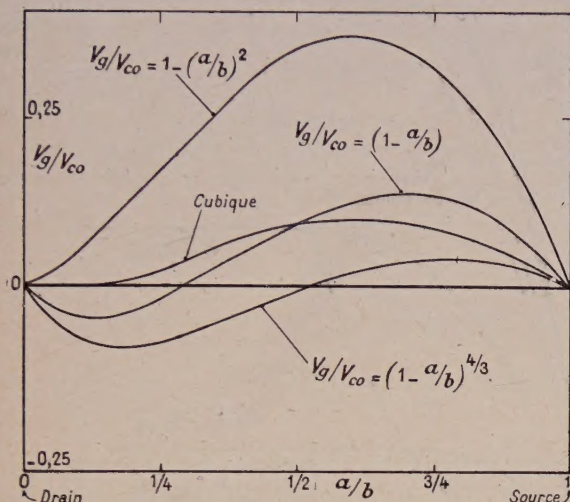
$\frac{a}{b}$	$\frac{V_g}{V_{c0}}$
0	1
$\frac{1}{8}$	0,9194
$\frac{1}{4}$	0,7645
$\frac{1}{2}$	0,403
$\frac{3}{4}$	0,114
$\frac{7}{8}$	0,030
1	0

Dans le but de déduire la courbe

$$I = f(V_a) \qquad (31)$$

nous traçons la courbe universelle

$$-\frac{4R_0 I}{V_{c0}} = \left[1 - \left(\frac{\alpha}{b}\right)^4 \left(1 + 4\ln\left(\frac{b}{\alpha}\right)\right)\right]. \qquad (32)$$



Graphique 2.

Les valeurs sont données au tableau 2 et la courbe représentée par le graphique 3.

TABLEAU 2

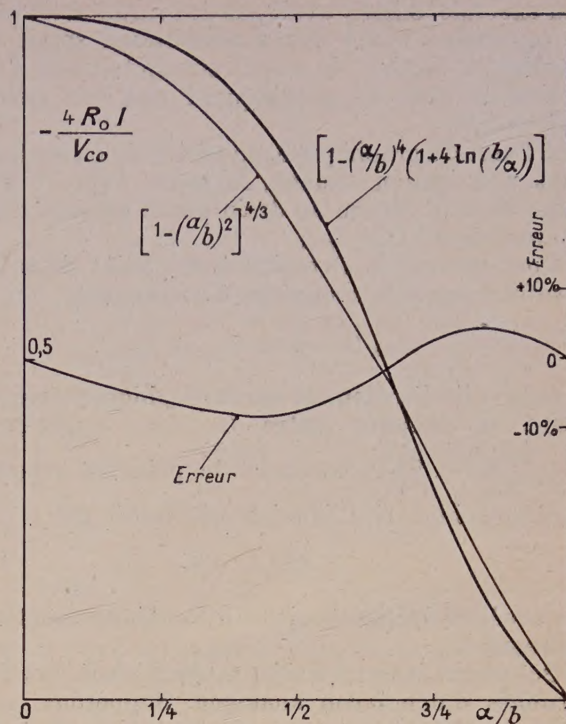
$\frac{\alpha}{b}$	$-\frac{4R_0 I}{V_{c0}}$
0	1
$\frac{1}{4}$	0,9744
$\frac{1}{2}$	0,764
$\frac{3}{4}$	0,317
$\frac{7}{8}$	0,102
1	0

Quand il n'y a pas de polarisation sur le goulot, au drain on a

$$V_g = - V_a \qquad (33)$$

et le tableau I peut être considéré comme représentant les valeurs de α/b et $- V_a/V_{c0}$ respectivement.

En combinant les tableaux 1 et 2, nous obtenons le tableau 3.



Graphique 3.

TABLEAU 3

$\frac{\alpha}{b}$	$-\frac{4R_0 I}{V_{c0}}$	$-\frac{V_a}{V_{c0}}$
0	1	1
$\frac{1}{4}$	0,9744	0,7645
$\frac{1}{2}$	0,764	0,403
$\frac{3}{4}$	0,317	0,114
$\frac{7}{8}$	0,102	0,030
1	0	0

Nous pouvons donc maintenant tracer une courbe universelle de

$$I = f(V_a) \qquad (31)$$

en utilisant les deuxième et troisième colonnes du tableau 3. Cette courbe apparaît sur le graphique 4.

Comme précisé précédemment, elle correspond à une tension de polarisation nulle. Nous pouvons cependant en déduire aisément les caractéristiques statiques du tecnetron à l'aide du raisonnement suivant.

Supposons que la polarisation soit $V_c = V_{c0}/4$

par exemple. S'il n'y avait pas de courant à travers le tecnetron, l'effet de la polarisation serait de réduire la section du canal conducteur, et l'on vérifie à l'aide du graphique 1 que l'on aurait $\alpha/b = 5/8$.

A l'aide du graphique 3, on vérifie de même que, sans polarisation aucune, le même rapport α/b pourrait être obtenu au drain par le passage d'un courant égal à 0,56 I_{max}.

Pour amener le dispositif à son point de satu- il suffit donc de le soumettre à un courant

$$I_{max}\,(1 - 0{,}56) = \ ,44\ I_{max}.$$

Cela se lit directement sur le graphique 3 comme étant la distance entre la ligne supérieure $\left(-\dfrac{4R_0 I}{V_{c0}} = 1\right)$ et la courbe. Le point est reporté sur le graphique 4. L'abscisse est donnée par

$$-V_g/V_{c0} = 0{,}75$$

car nous considérons toujours le fonctionnement au pincement.

Des points intermédiaires peuvent ainsi être déterminés d'une façon analogue. Supposons, par exemple, que la tension de drain soit $V_{c0}/2$, toujours avec une polarisation de $V_c = V_{c0}/4$.

Tout se passe, du point de vue du fonctionnement du tecnetron (rapport a/b), comme si la tension appliquée était $\dfrac{3}{4}\,V_{c0}$.

Du graphique 1, on déduit que $\alpha/b = 0{,}2625$ et l'on vérifie à l'aide du graphique 3 que le courant nécessaire pour produire cet effet sans polarisation est 0,97 I_{max}. Pour saturer le tecnetron il serait donc suffisant d'augmenter le courant de 0,03 I_{max}. Il apparaît donc que sur le graphique 4, le point de la courbe correspondant à une polarisation $V_c = V_{c0}/4$ et représentatif de la condition $-V_a/V_{c0} = I/2$ sera 0,03 I_{max} en dessous du point de saturation de la même courbe. D'autres points peuvent être déterminés de la même façon sur la même courbe.

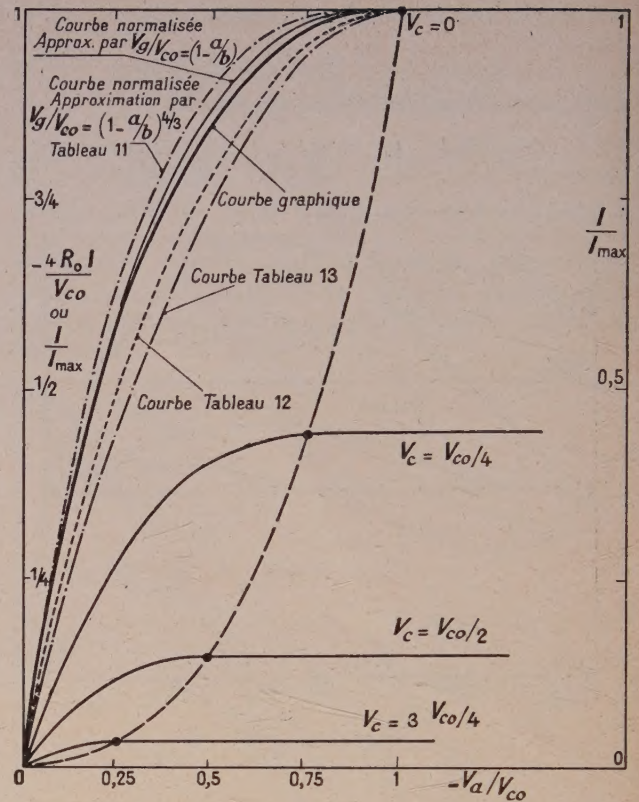
De même, d'autres courbes pour différentes polarisations peuvent être tracées. Quelques-unes sont indiquées sur le graphique 4. Leur ressemblance avec le réseau statique d'une penthode est frappante.

Caractéristiques de transfert. — Il est maintenant aisé de tracer la courbe universelle du graphique 5

$$I = f(V_c) \qquad (32)$$

qui est la caractéristique de transfert, ainsi que la pente ou conductance mutuelle définie par

$$g_m = \frac{\partial I}{\partial V_c} \qquad (33)$$



Graphique 4.

qui s'en déduit immédiatement par tracé de la tangente.

On constate que la valeur maximum de g_m a lieu pour de très faibles valeurs de la polarisation. En particulier, pour $V_c = 0$, on a :

$$4R_0 \frac{\partial I}{\partial V_c} = \frac{1}{1/4}$$

ou

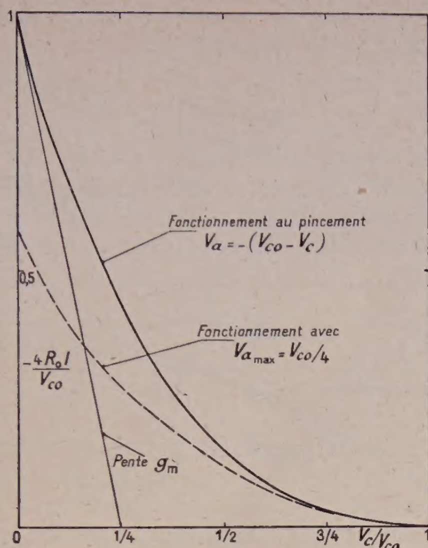
$$g_m = \frac{\partial I}{\partial V_c} = G_0 \qquad (34)$$

ce qui confirme un résultat précédemment obtenu par la théorie simplifiée [3], [8].

On vérifie aussi que $g_m = 0$ pour $V_c = V_{c0}$, ce qui est physiquement évident, le tecnetron étant saturé dans ces conditions.

Dans le but de maintenir une pente acceptable, on voit donc que l'on a intérêt à utiliser la polarisation la plus faible possible, pratiquement de telle sorte que le goulot soit juste négatif pour l'amplitude maximum du signal.

Lorsque la tension de drain est diminuée en dessous de la saturation, on constate que, pour une même polarisation, la pente diminue également. A titre d'exemple, nous avons tracé deux courbes sur le graphique 5. L'une correspond à une tension maximum de drain égale à la tension de pincement.

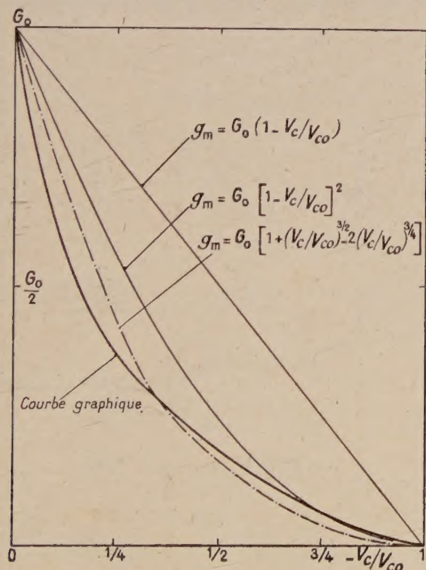


GRAPHIQUE 5.

L'autre correspond au quart de cette même tension et se déduit du graphique 4, en traçant la verticale à $-V_a/V_{c0} = 1/4$ et en reportant sur le graphique 8 les points d'intersection avec les courbes $V_c = 0$, $V_c = V_{c0}/4$, etc.

D'après ce qui précède, il apparaît donc que le point de fonctionnement optimum correspond à une tension de drain juste inférieure à la tension de pincement et à une tension de polarisation aussi faible que possible, eu égard à l'amplitude du signal d'entrée. Cette conclusion avait également été obtenue par la théorie simplifiée.

Par dérivation graphique de la courbe 5, nous obtenons le tableau 3 A qui sert à tracer la courbe 6



GRAPHIQUE 6.

pour obtenir la variation de la transconductance avec la tension de polarisation.

TABLEAU 3 A

$\frac{V_c}{V_{c0}}$	TANGENTE NORMALISÉE	$\frac{\partial I}{\partial V_c}$
0	1	G_0
$\frac{1}{8}$	0,566	0,566 G_0
$\frac{1}{4}$	0,370	0,370 G_0
$\frac{1}{2}$	0,192	0,192 G_0
$\frac{3}{4}$	0,066	0,066 G_0
1	0	0

Il est aussi intéressant d'étudier la distribution du potentiel et du champ électrique le long de l'axe, la forme du canal conducteur, la variation de sa résistance linéique et enfin les limites d'utilisation en fréquence.

Distribution axiale du potentiel. — L'équation (10) donne :

$$I = g_c \frac{\partial V_z}{\partial z} \tag{35}$$

qui peut encore se mettre sous la forme

$$I = g_0 \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{\partial V_z}{\partial z}. \tag{36}$$

Considérons le fonctionnement à la saturation. L'équation (36) peut s'écrire :

$$\frac{\partial z}{\partial V_z} = -\frac{4l}{V_{c0}}\left(\frac{a}{b}\right)^2 \tag{37}$$

en y remplaçant I par $-V_{c0}/4R_0$ et R_0 par l/g_0.

Mais l'équation (28) donne une relation entre a/b et V_z/V_{c0}. Symboliquement

$$\frac{a}{b} = f\left(\frac{V_z}{V_{c0}}\right) \tag{38}$$

et l'équation (37) devient

$$\mathrm{d}z = -\frac{4l}{V_{c0}}\left[f\left(\frac{V_z}{V_{c0}}\right)\right]^2 \mathrm{d}V_z. \tag{39}$$

L'intégration de (39) entre 0 et z, d'une part, et 0 et V_z, d'autre part, donne la relation existant entre la tension le long de l'axe et la distance sur ce même axe :

$$z = -\frac{4l}{V_{c0}}\int^{V_z}\left[f\left(\frac{V_z}{V_{c0}}\right)\right]^2 \mathrm{d}V_z. \tag{40}$$

On remarque aussi que l'équation (37), mise sous la forme

$$E_z = -\frac{\partial V_z}{\partial z} = \frac{V_{c0}}{4l}\left(\frac{b}{a}\right)^2 \qquad (41)$$

donne la variation du champ électrique axial en fonction du rapport b/a. Dans un des paragraphes suivants, nous établirons la relation fonctionnelle entre b/a et z, c'est-à-dire la forme du canal conducteur. Cela nous permettra d'en déduire la variation axiale du champ en fonction de l'abscisse. En raison de la forme complexe de la relation (38), une solution graphique de (40) s'impose.

Considérons une polarisation nulle sur le goulot. Nous avons

$$V_g = -V_z$$

et le tableau 1 permet de déduire le tableau 4, en remarquant que (37) donne

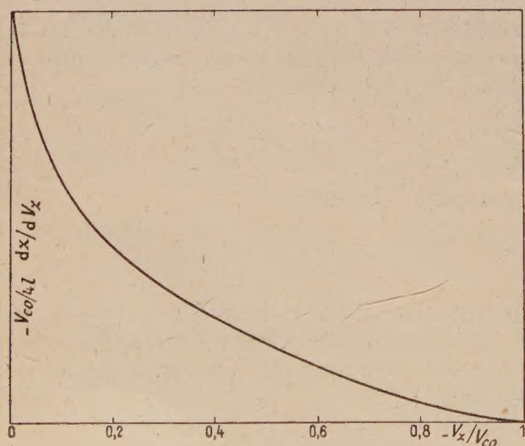
$$\left(\frac{a}{b}\right)^2 = -\frac{V_{c0}}{4l}\frac{dz}{V_z} \qquad (42)$$

TABLEAU 4

$\frac{a}{b}$	$-\frac{V_z}{V_{c0}}$	$-\frac{V_{c0}}{4l}\frac{\partial z}{\partial V_z}$
0	1	0
$\frac{1}{4}$	0,7645	$\frac{1}{16}$
$\frac{1}{2}$	0,403	$\frac{1}{4}$
$\frac{3}{4}$	0,114	$\frac{9}{16}$
1	0	1

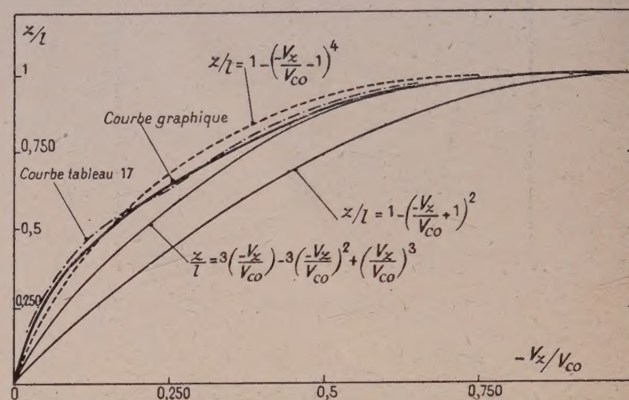
Utilisant la colonne 2 comme abscisses, et la colonne 3 comme ordonnées, nous obtenons le graphique 7 qui peut être considéré comme une courbe universelle représentant la fonction

$$\frac{\partial z}{\partial V_z} = f(V_z). \qquad (43)$$



GRAPHIQUE 7.

La surface comprise entre la courbe et l'axe des abscisses est l'intégrale de cette fonction. Elle donne donc la variation du potentiel le long de l'axe. L'intégration graphique est effectuée sur le graphique 8.



GRAPHIQUE 8.

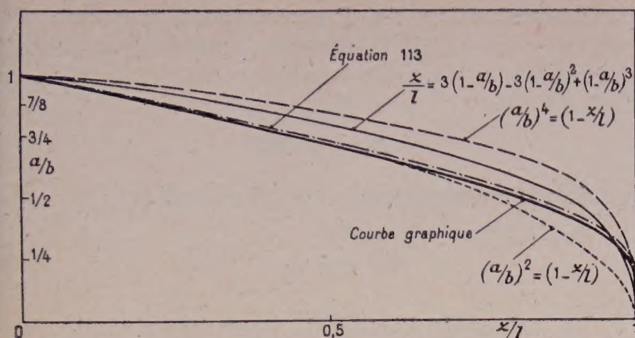
L'axe des ordonnées peut être gradué directement en z/l, variant de 0 à 1, et nous obtenons ainsi une courbe universelle de la tension axiale en fonction de la distance.

Forme du canal conducteur. — La forme du canal conducteur se déduit maintenant aisément.

Du graphique 1, nous obtenons V_z/V_{c0} pour une valeur donnée de a/b et du graphique 8, le rapport z/l pour une valeur donnée de V_z. Nous en déduisons le tableau 5, qui sert à tracer le graphique 9.

TABLEAU 5

$\frac{a}{b}$	$-\frac{V_z}{V_{c0}}$	$\frac{z}{l}$
0	1	1
$\frac{1}{4}$	0,7645	0,99
$\frac{1}{2}$	0,403	0,8
$\frac{3}{4}$	0,114	0,44
$\frac{7}{8}$	0,03	0,21
1	0	0

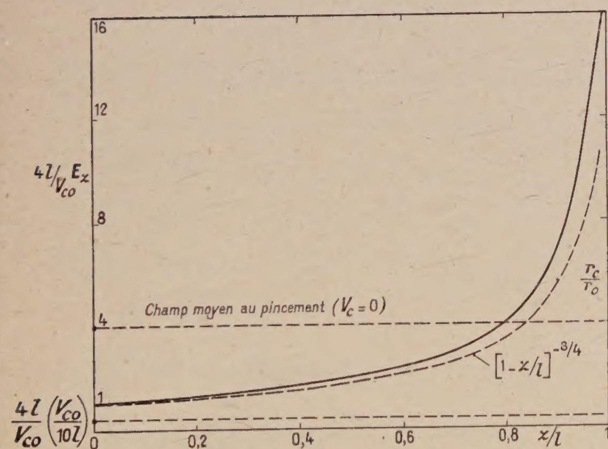


GRAPHIQUE 9.

Variation du champ électrique suivant l'axe. — Partant de la relation (41) et avec l'aide du tableau 5, nous déduisons immédiatement le tableau 6 que nous utilisons pour tracer le graphique 10.

TABLEAU 6

$\frac{z}{l}$	$\frac{b}{a}$	$\left(\frac{b}{a}\right)^2$
0	1	1
0,21	$\frac{8}{7}$	1,305
0,44	$\frac{4}{3}$	1,778
0,8	2	4
0,99	4	16
1	∞	∞



GRAPHIQUE 10.

Ce graphique représente la variation du champ électrique dans la direction suivant l'axe du tecnetron.

Une valeur typique pour la longueur du canal est

$$1 = 50 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

et une valeur typique de la tension de pincement peut être de

$$V_{c0} = 50 \text{ V}$$

ce qui donne un champ moyen à travers le tecnetron de

$$E_m = \frac{V_{c0}}{l} = 10^4 \text{ V/cm}$$

le tecnetron opérant au pincement.

D'autre part, le champ critique E_c pour lequel la mobilité des porteurs cesse d'être constante à une valeur d'environ 10^3 V/cm pour le germanium et le silicium.

On a donc approximativement :

$$E_c = \frac{V_{c0}}{10l}.$$

Reportant ces valeurs sur le graphique 10, nous constatons que le champ axial est toujours supérieur au champ critique. Le résultat en est que la mobilité des porteurs décroît suivant une fonction de ce champ. Une étude théorique approchée du fonctionnement du tecnetron dans les régions hypercritiques du champ a déjà été effectuée par les auteurs [4], et une publication à ce sujet aura lieu prochainement. La présente théorie ne s'applique donc que lorsque le champ critique est égal au champ moyen.

On voit aussi que théoriquement, le champ atteint une valeur infinie à l'extrémité du canal où la striction est complète. Cela est physiquement impossible, mais il n'est pas aisé d'analyser la distribution du champ dans cette région. L'hypothèse d'une variation axiale négligeable du gradient de potentiel n'étant évidemment plus valable, la forme du canal conducteur dans cette région n'est pas non plus déterminable. On voit, d'après le graphique 10, que les équations et courbes déterminées précédemment ne sont valables que pour une longueur du canal égale à environ les 4/5 de la longueur totale.

Suivant Shockley [5], on peut cependant définir un certain point hypothétique pour lequel on aurait $a/b = 0$ et $V_z = - V_{c0}$ si l'hypothèse d'une variation négligeable du gradient de potentiel était étendue au delà de sa plage de validité.

Quand la tension de drain est augmentée au delà de la tension de pincement, le sommet de la courbe formant le canal recule vers la source. Cette région drainale étant dépouillée de ses charges, le potentiel axial n'y dépendra que de la tension de drain. Sa distribution sera régie par l'équation de Laplace.

Considérant donc cette région comme essentiellement formée par un cylindre ayant sa surface cylindrique et l'une de ses bases sujettes à la ten-

sion de pincement, l'autre à la tension de drain, la distribution du potentiel sera le même que si nous avions la face drainale soumise à $(V_a - V_{c0})$ et les autres surfaces à un potentiel nul.

La solution de l'équation de Laplace satisfaisant ces conditions limites est

$$V = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2(V_a - V_{c0})}{p_m\, J_1(p_m)\, \sinh\left(p_m \frac{d}{b}\right)} \sinh\left(p_m \frac{z}{b}\right) J_0\left(p_m \frac{r}{b}\right) \quad (44)$$

où p_m est la $m^{\text{ième}}$ racine de la fonction de Bessel

$$J_0(V) = 0$$

et d la longueur axiale du cylindre considéré.

Notre propos est cependant moins de déterminer le potentiel à n'importe quel point à l'intérieur de cette région, que de calculer la distance entre le sommet théorique du canal et le drain. Cela se déduirait de (44) en y faisant $V = V_{c0}$, $r = b$ et $z = d$ et en résolvant par rapport à d.

Variation de la résistance linéique suivant l'axe. — Nous avons

$$\frac{g_c}{g_0} = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \quad (45)$$

ou

$$\frac{r_c}{r_0} = \left(\frac{b}{a}\right)^2$$

r_c désignant la résistance linéique du canal.

On voit que la résistance linéique varie comme le champ électrique le long du canal. La courbe de sa variation est donc indiquée par le graphique 10.

Limite en fréquence. — Nous considérerons que le seul élément réactif du tecnetron est la capacité de la charge d'espace et que cette capacité doit être chargée à travers une partie de la résistance du canal.

Bien que résistance et capacitance soient ici des paramètres distribués, dans un but de simplification, nous les considérerons comme groupés et assimilerons le tecnetron à un circuit équivalent du type RC.

Comme pour les filtres électriques, on peut définir une fréquence de coupure pour laquelle la capacitance et la réactance sont égales, ce qui correspond à une atténuation de 3 dB. Cette fréquence est donnée par :

$$F = \frac{1}{2\pi RC}. \quad (46)$$

Nous prendrons R comme étant la résistance moyenne du canal et C la capacité totale de la charge d'espace. Il reste donc à déterminer ces deux quantités.

Détermination de R_m, résistance moyenne du canal. — Le courant étant constant et R_z désignant la résistance du canal entre la source et le point z, nous avons

$$R_z = - V_z / I. \quad (47)$$

Sa valeur moyenne le long du canal est :

$$R_m = \frac{1}{lI} \int_0^l - V_z \, dz. \quad (48)$$

La valeur de l'intégrale peut être déduite par intégration graphique à partir du graphique 8.

Considérant ce graphique comme ayant en abscisses z/l et en ordonnées $- V_z / V_{c0}$, et intégrant entre les points $z/l = 0$ et $z/l = 1$, la surface comprise entre la courbe et les abscisses est représentative de la fonction

$$\int - \frac{V_z}{V_{c0}} \frac{dz}{l}. \quad (49)$$

La surface totale du graphique étant prise comme unité ($z/l = 1$ et $V_z / V_{c0} = 1$), nous avons :

$$- \int_0^l \frac{V_z}{V_{c0}} \frac{dz}{l} = 0{,}2124 \quad (50)$$

donc

$$- \int_0^l V_z \, dz = 0{,}2124 \; l V_{c0}. \quad (51)$$

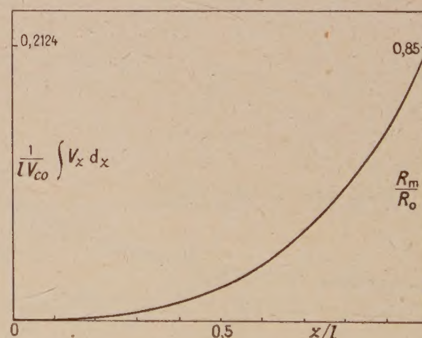
Considérant le fonctionnement au pincement

$$I = - \frac{V_{c0}}{4 R_0}.$$

Remplaçant dans (48)

$$R_m = 0.85 \; R_0. \quad (52)$$

Le graphique 11 représente l'intégrale (49) en



Graphique 11.

fonction de z/l. En multipliant les valeurs des ordonnées par 4, nous obtenons la courbe repré-

sentative de R_m/R_0 en fonction de z/l. En effet, partant de (48), nous pouvons écrire :

$$\left(\frac{1}{lV_{c0}}\right)\int^l - V_z\,\mathrm{d}z = \frac{IR_m}{V_{c0}}$$

mais

$$I = -\frac{V_{c0}}{4R_0}$$

donc

$$\left(\frac{1}{lV_{c0}}\right)\int_0^l - V_z\,\mathrm{d}z = \frac{1}{4}\left(\frac{R_m}{R_0}\right). \tag{53}$$

Détermination de C, capacité de la charge d'espace. — Nous utilisons la définition de la capacité

$$C = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V_g} \tag{54}$$

Q étant la charge d'espace totale, V_g le potentiel de polarisation.

Le volume total de la charge d'espace est

$$\int_0^l \pi(b^2 - a^2)\,\mathrm{d}z \tag{55}$$

et la charge totale

$$Q = \rho\pi\int_0^l (b^2 - a^2)\,\mathrm{d}z \tag{56}$$

ou

$$Q = \rho\pi\, b^2\int_0^l \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)\mathrm{d}z. \tag{57}$$

Utilisant le tableau 6, nous en déduisons le tableau 7 :

TABLEAU 7

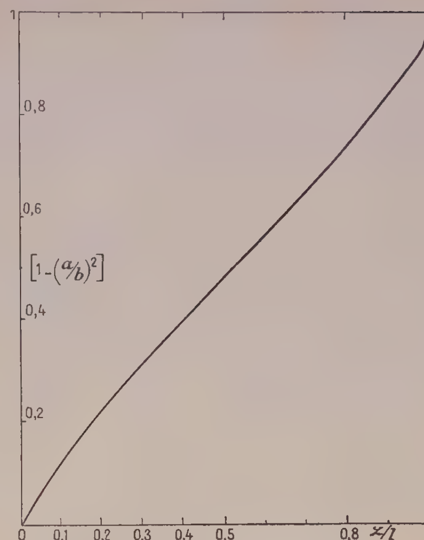
$\frac{z}{l}$	$1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2$
0	0
0,21	0,234
0,44	0,4375
0,8	0,75
0,99	0,9375
1	1

Nous traçons en conséquence la courbe du graphique 12.

Sur ce graphique, les abscisses sont z/l et les ordonnées $1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2$.

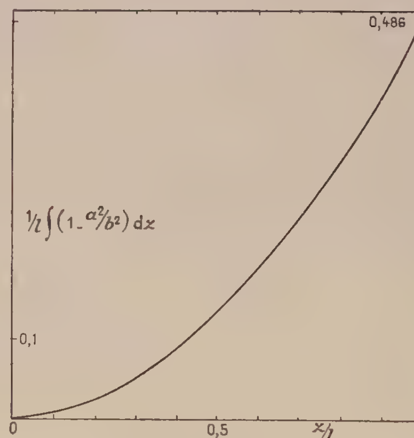
La surface comprise entre la courbe et les abscisses est représentative de l'intégrale :

$$\int \left[1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2\right]\frac{\mathrm{d}z}{l}. \tag{58}$$



GRAPHIQUE 12.

Cette intégrale est représentée sur le graphique 13 en fonction de z/l.



GRAPHIQUE 13.

Cette fonction est proportionnelle à la charge d'espace.

En fait, si Q représente la charge entre l'origine et le plan perpendiculaire passant par le point z, nous avons, en utilisant la formule (57)

$$\frac{1}{l}\int\left[1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2\right]\mathrm{d}z = \frac{Q}{\pi\rho\, lb^2} \tag{59}$$

mais l'équation (20) donne

$$V_{c0} = -\frac{\rho b^2}{4\,\varepsilon}$$

d'où

$$\frac{1}{l}\int\left[1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2\right]\mathrm{d}z = -\frac{Q}{4\,\varepsilon\pi\, lV_{c0}}. \tag{60}$$

D'un autre côté, le graphique 8 donne V_z/V_{c0} en fonction de z/l.

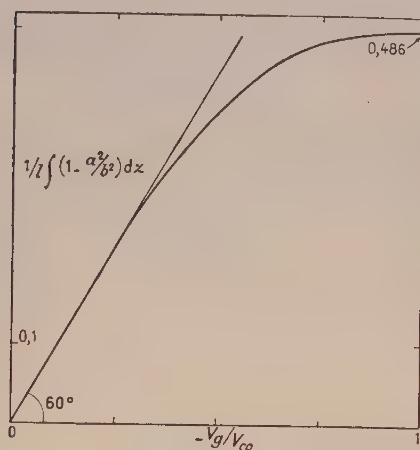
Mais si nous faisons fonctionner le tecnetron dans sa zone optimum d'utilisation, c'est-à-dire lorsque la polarisation du goulot est très faible, on a pratiquement

$$V_z = - V_g$$

et V_g représente la différence de potentiel à travers la capacité créée par la charge d'espace ; donc le graphique 8 peut être considéré comme une courbe de $-V_g/V_{c0}$ en fonction de z/l.

Combinant les graphiques 8 et 13, nous en déduisons le graphique 14 qui donne la relation

$$\frac{Q}{4\varepsilon\pi l V_{co}} = f\left(\frac{V_g}{V_{co}}\right). \tag{61}$$



GRAPHIQUE 14.

Nous constatons que c'est une droite sur presque la moitié de la longueur. Dans cette partie, la courbe peut être considérée comme représentative de la fonction

$$\frac{Q}{4\varepsilon\pi l} = kV_g. \tag{62}$$

D'un autre côté, nous pouvons écrire

$$\Delta V_c\big|_{Vz=\text{const.}} = \Delta V_g\big|_{Vz=\text{const.}} \tag{63}$$

V_c étant la polarisation du goulot, de sorte que

$$\frac{dQ}{dV_g} = \frac{dQ}{dV_c}.$$

De la dérivation de l'expression (62) nous obtenons

$$\frac{1}{4\varepsilon\pi l}\,\frac{dQ}{dV_g} = k. \tag{64}$$

Sur le graphique 14, on voit que

$$k = \text{tg}\ 60 = 1{,}732.$$

Donc

$$C = \frac{dQ}{dV_c} = 4\sqrt{3}\,\pi\varepsilon l = 6{,}928\ \pi\varepsilon l. \tag{65}$$

Remplaçant maintenant dans la formule (46) et donnant à R_0 sa valeur tirée de l'équation (1), il vient, pour la fréquence supérieure de coupure :

$$F = 0{,}0274\left(\frac{\sigma\ b^2}{\varepsilon\ l^2}\right). \tag{66}$$

En comparant avec l'expression obtenue par la théorie approximative du premier ordre [8], on voit que cette théorie représentait correctement l'effet des paramètres, mais conduisait à un résultat quantitatif beaucoup trop optimiste.

Certaines indications portées sur les graphiques se réfèrent à la deuxième partie de cette étude, qui contiendra les formules empiriques et la comparaison avec les approximations analytiques.

Manuscrit reçu le 16 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] MARTIN (A. V. J.), *Electronic Industries*, March 1958, July 1958, p. 78.
[2] TESZNER (S.) et THUE (M.), *Bull. Soc. Fr. El.*, 1958, **94**.
[3] MARTIN (A. V. J.), A theory of the tecnetron, I. R. E. Convention Record, 1959.
[4] MARTIN (A. V. J.) et LE MEE (J.), Report, U. S. Office of Naval Research, Contract Nonr 760 (09).
[5] SHOCKLEY (W.), *P. I. R. E.*, November 1952, **40**, 1365.
[6] DACEY (G. C.) et ROSS (I. M.), *B. S. T. J.*, November 1955, 1149.
[7] WARNER (R. M.) et al., *Proc. I. R. E.*, janvier 1959, vol. **47**, 44.
[8] MARTIN (A. V. J.), Introduction à la théorie du tecnetron. *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 24 A.
[9] MARTIN (A. V. J.), Le tecnetron comme élément de circuit. *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 113 A.

SUPPLÉMENT AU N° 2.
TOME 22, FÉVRIER 1961, PAGE 13.

RÉALISATION D'UNE RÉGULATION DE TEMPÉRATURE DE PRÉCISION AU-DESSOUS DE L'AMBIANTE

Par J. GASNIER,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble, Section d'Électronique.

Résumé. — Pour permettre l'étude du traînage magnétique entre la température ambiante et — 50 °C, nous avons réalisé la régulation d'une enceinte avec une précision de ± 2/1 000 °C. Cette régulation a été obtenue en ajoutant à la boucle classique de régulation une boucle supplémentaire de correction de dérive. L'appareillage, entièrement automatique et autonome du secteur, est prévu pour une durée de régulation de 48 heures.

Abstract. — To allow the study of magnetic after-effect between — 50 °C and room temperature, we have stabilized the temperature of a cavity with an accuracy of ± 2/1 000 °C. This accuracy has been achieved by adding to the regular feedback loop a second loop to take care of the slow drift. The apparatus is entirely automatic and battery powered. It can be used for experiments lasting no longer than 48 hours.

1. Problème posé et spécifications. — La séparation des différents processus de diffusion dans les métaux exige une très bonne définition de la température. Dans l'étude du traînage magnétique de diffusion, chaque processus se manifeste, en effet, par une constante de temps qui varie exponentiellement avec l'inverse de la température absolue [1 et 2]. Nous avons réalisé la régulation de température d'une enceinte de faibles dimensions (100 cm³) à $\pm 2.10^{-3}$ °C pendant 48 heures, entre la température ambiante et — 50 °C environ, ce qui doit permettre dans cette plage l'analyse fine du spectre des constantes de temps de diffusion. La régulation doit être automatique et l'appareillage indépendant du secteur.

2. Principe du montage. — L'enceinte, réalisée dans un bloc de cuivre cylindrique, est enrobée de mousse de polystyrène et placée à l'intérieur d'un vase Dewar. Nous utilisons comme source froide une réserve d'azote liquide et comme source chaude une résistance électrique bobinée autour de l'enceinte. Nous avons adopté une régulation discontinue « tout ou peu » (plus simple à réaliser qu'une régulation proportionnelle), commandée par une thermosonde à résistance de platine θ_r logée dans le bloc de cuivre, près de la résistance de chauffage Rch. La température de l'enceinte régulée est mesurée à l'aide d'une thermosonde à résistance de platine θ_m, placée au centre de l'enceinte

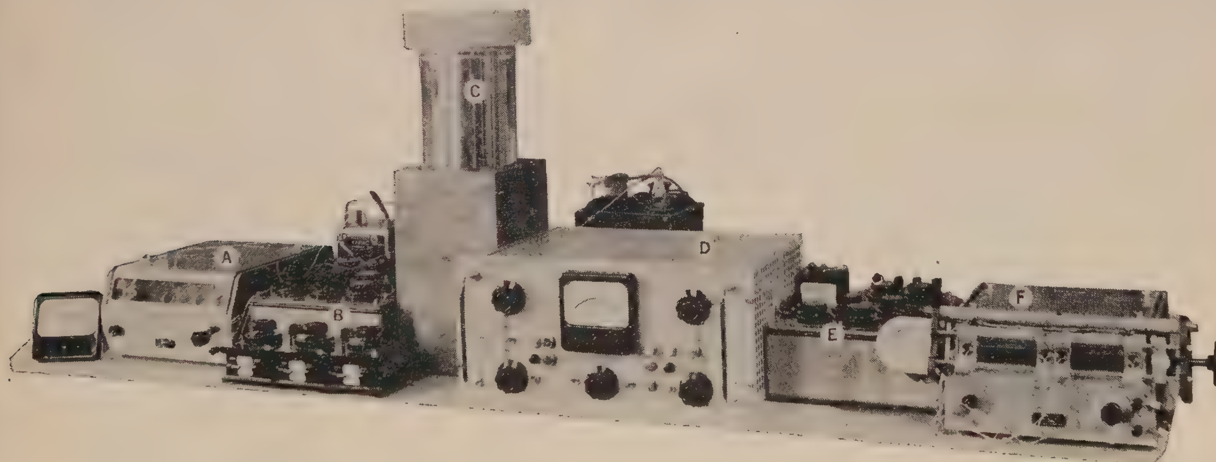


FIG. 1. — A. — Galvanomètre de mesure. B. — Pont de mesure. C. — Vase Dewar contenant l'enceinte régulée. D. — Régulateur " tout ou peu ". E. — Pont de régulation. F. — Galvanomètre de régulation.

qu'on remplit d'éther de pétrole pour augmenter sa conductibilité thermique.

La figure 2 montre le fonctionnement du régulateur. On y distingue facilement deux boucles : une boucle de régulation et une boucle de correction de dérive.

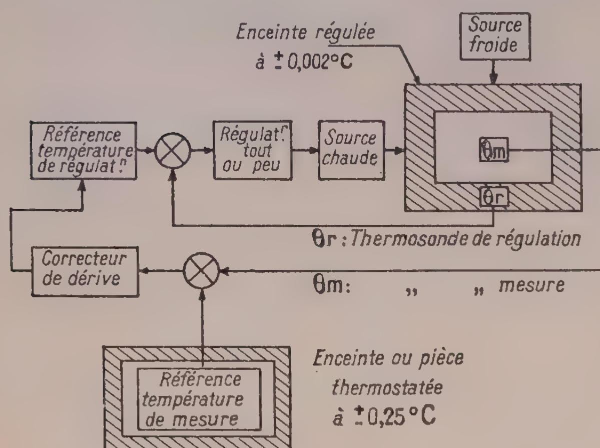


Fig. 2. — Schéma fonctionnel.

2.1. Boucle de régulation. — Dans la boucle de régulation, on compare la valeur de θr à celle d'une résistance de référence, c'est-à-dire qu'on compare la température mesurée à l'emplacement de θr à une température assignée. Le signal d'erreur agit, dans un sens convenable, sur la source chaude Rch par l'intermédiaire du régulateur tout ou peu. La régulation étant discontinue, la température de θ_r oscille autour d'une température moyenne θ_{r0}. Pour diminuer l'écart θ_r, θ_{r0}, nous avons dû : 1° Réduire l'écart des courants $I_{\min}$ et $I_{\max}$ de la source chaude, jusqu'à un minimum compatible avec une bonne stabilité du régulateur. Nous devons, en effet, tenir compte d'un certain nombre de variations perturbatrices : tension d'alimentation, température de la source froide, température ambiante. 2° Augmenter la sensibilité du détecteur d'écart. 3° Réduire le temps de transfert de la chaleur fournie par la résistance de chauffage à la thermosonde de régulation. 4° Diminuer l'inertie électro-mécanique du régulateur (temps de réponse du détecteur et des relais).

La précision de la régulation est ainsi améliorée, mais la température moyenne θ_{r0}, et par là même θ_{m0} dans l'enceinte, dérive lentement sous des influences diverses : *a*) Les variations dans l'apport de frigories par oxygénation de la source froide et surtout par variation du niveau de l'azote liquide au cours d'un cycle de régulation. *b*) Les variations dans l'apport de calories dues aux fluctuations de la tension d'alimentation de la source chaude. *c*) Les variations de la température ambiante qui modifient la référence « température de régulation ».

Même, si l'on thermostate la référence « température de régulation », les deux autres causes d'erreur n'en subsistent pas moins.

2.2. Boucle de correction de dérive. — Pour corriger les variations de θ_{m_0} dans l'enceinte, nous avons ajouté au régulateur une deuxième boucle, dite boucle de « correction de dérive ». Dans cette boucle, nous comparons la température mesurée dans l'enceinte à une température fixe de référence

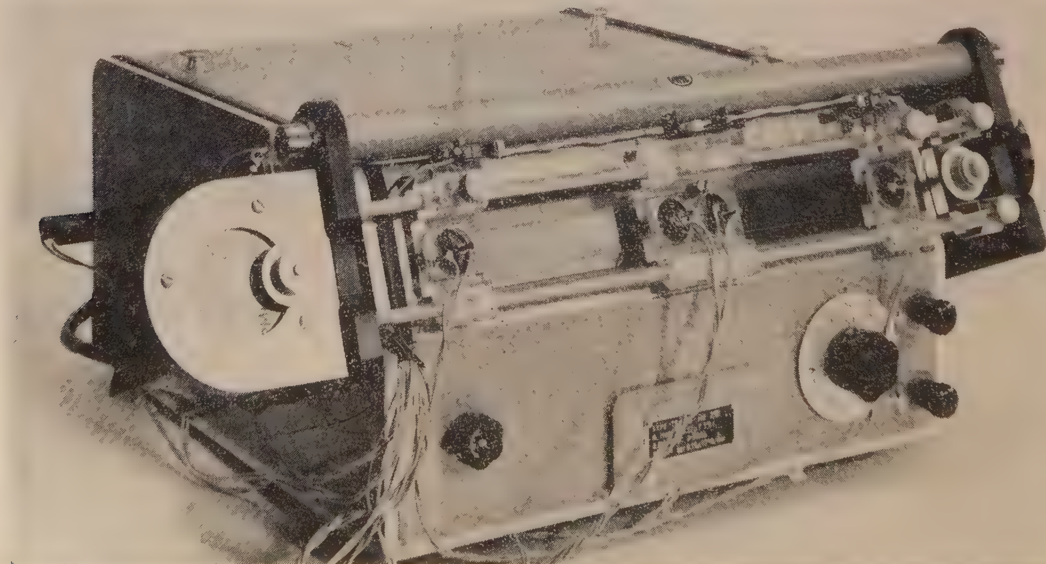


Fig. 3. — Correcteur de dérive.

indépendante des variations de la température ambiante. C'est un fil de manganine placé lui-même dans une enceinte thermostatée à $\pm$ 1/4 °C. L'écart entre θ_m et la référence agit sur la régulation par l'intermédiaire d'un correcteur de dérive qui modifie, dans un sens convenable, la température moyenne de régulation θ_{r_0}.

Une telle correction peut être envisagée de plusieurs façons, soit qu'on modifie l'apport des sources froide et chaude, soit qu'on modifie la « température de régulation », en agissant sur la résistance de cette référence, ou en modifiant la position du détecteur d'écart.

Nous avons retenu cette dernière solution qui présente, en effet, les avantages suivants : *a*) Elle ne perturbe pas le fonctionnement du pont de mesure. *b*) Elle est facile à adapter au détecteur d'écart. *c*) Elle permet de réaliser une commande par action proportionnelle, dérivée et intégrale en cas de perturbations rapides à l'intérieur de l'enceinte régulée.

3. **Description des différents éléments.** — 3.1. Source froide. — Nous utilisons une réserve de trois litres d'azote liquide stockés au fond d'un vase Dewar d'une capacité de sept litres environ. La source fournit en moyenne 0,7 frigorie par seconde.

3.2. Source chaude. — Pour réguler l'enceinte, nous utilisons une source chaude capable de fournir environ 2 calories par seconde. C'est un enroulement de résistance égale à 5 ohms, bobiné autour de l'enceinte et alimenté par une batterie 6 volts.

Le réglage des courants I_{max} et I_{min} de la régulation « tout ou peu » s'effectue à l'aide de potentiomètres série entre 50 mA et 1,2 A.

3.3. Régulateur « tout ou peu » (voir figure n° 1). — La thermosonde de régulation θr est montée dans un pont de Wheatstone équilibré. La tension apparaissant aux bornes du pont attaque un galvanomètre antivibratoire sensible qui dévie de 1,5 mm environ pour une variation de température $\Delta\theta r$ = 2/1 000 °C.

Le détecteur d'écart se compose de deux cellules photo-résistantes au sulfure de cadmium, disposées sur la face avant du galvanomètre. Ces cellules commandent directement un relais sensible à deux positions d'équilibre stable. Le relais colle pour un déplacement de $\pm$ 2 mm du spot. Le détecteur opère donc à $\pm$ 2,5/1 000 °C, sensibilité largement suffisante, compte tenu du rôle d'intégrateur thermique que jouent l'enceinte en cuivre et l'éther de pétrole. L'amplitude des variations rapides de θm dans l'enceinte est très inférieure au 1/1 000 °C.

3.4. Correcteur de dérive (voir figures n° 1 et 3). — La thermosonde de mesure θm est montée dans un pont de Wheatstone équilibré. Ce pont est alimenté sous une faible tension pour que la puissance dissipée par θ_m dans l'enceinte ne perturbe pas la régulation. La tension d'erreur recueillie aux bornes du pont attaque un second galvanomètre antivibratoire sensible qui dévie de 2 mm environ pour une variation $\Delta\theta_m$ = 2/1 000 °C.

Le détecteur d'écart est ici une cellule photorésistante différentielle qui commande un relais sensible à deux positions d'équilibre stable par l'intermédiaire d'un amplificateur électronique. Le relais colle pour un déplacement du spot de $\pm$ 0,5 mm et commande, par l'intermédiaire d'un moteur électrique à deux sens de marche, le déplacement simultané des cellules de régulation à la vitesse de 1 mm en 6 minutes. Le choix de cette vitesse de déplacement a été déterminé expérimentalement en tenant compte de la plus grande vitesse de dérive enregistrée : 1 mm en 20 minutes.

Il s'établit donc à l'intérieur de l'enceinte un régime d'oscillations forcées de grande période et d'amplitude suffisamment faible pour respecter les spécifications demandées.

4. **Résultats expérimentaux.** — Un grand nombre d'essais, effectués entre + 11 °C et — 78 °C avec le dispositif correcteur de dérive et enregistrés à l'aide d'un suiveur de spot SEFRAM, ont montré qu'il était possible de réguler la température de l'enceinte à $\pm$ 2/1 000 °C pendant plus de 40 heures, à condition d'effectuer ces essais dans une pièce thermostatée à $\pm$ 1/4 °C, ou bien de placer la référence « température de mesure » dans une enceinte régulée à $\pm$ 1/4 °C. Les mêmes essais, effectués sans correction de dérive, ont mis en évidence l'importance de cette dérive qui, dans certains cas, a atteint 1/100 °C en 40 heures.

Les intensités optima de régulation I_{min} et I_{max} (voir figure n° 4) aux différentes températures comprises entre + 11 °C et — 78 °C ont été déterminées expérimentalement en tenant compte de la variation d'activité de la source froide au cours du cycle de régulation.

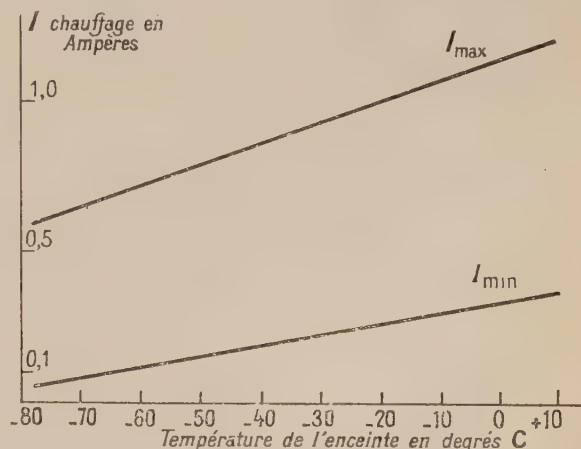


Fig. 4. — Choix des intensités optima de régulation.

5. **Validité des résultats.** — Nous avons utilisé dans le pont de mesure le montage 3 fils. Aussi la valeur absolue de la température de l'enceinte dépend-elle principalement de la précision des résistances « référence température de mesure » : elle est connue à environ 1/4 °C près.

La précision de ± 0,002 °C sur la régulation n'est valable que si : 1° le galvanomètre « mesure » travaille au zéro. 2° Les variations des forces électromotrices d'origine thermoélectrique sont inférieures au microvolt. La variation observée est restée inférieure à 0,5 microvolt. 3° La dérive mécanique du fil de suspension du cadre du galvanomètre « mesure » (c'est-à-dire du zéro) donne une variation inférieure à 1 mm. La dérive observée est restée inférieure à 0,8 mm. Elle peut être diminuée par l'emploi d'un équipage galvanométrique sélectionné par le fabricant. 4° L'écart maximum de température entre deux points de l'enceinte est inférieur à 0,002 °C. Bien que cette mesure soit délicate à faire, des enregistrements effectués avec deux thermosondes (dont les positions respectives ont été changées entre chaque essai) permettent de supposer que l'écart entre le centre et la périphérie de l'enceinte est inférieur à 0,002 °C.

Bien entendu, cette régulation très précise n'est utilisable que si l'apport de calories provenant de l'échantillon de mesure (placé dans l'enceinte et soumis, par exemple, à un essai de traînage magnétique) reste très faible : inférieur à 1 ou 2/1 000 de calories par seconde.

En terminant, nous tenons à remercier vivement M. P. Brissonneau, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble, et M. M. Cordelle, Chef de la Section d'Électronique au Centre d'Études Nucléaires de Grenoble, pour les conseils avisés qu'ils nous ont donnés. Nous remercions également MM. J. Lacour et G. Antier pour l'aide qu'ils nous ont apportée.

Manuscrit reçu le 1er août 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Contribution à l'étude quantitative du traînage magnétique de diffusion du carbone dans le fer α.
Brissonneau (Pierre), Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble. *J. Phys. Chem. Solids*, 1958, **7**, 22 à 51.

[2] Bosman (A. J.), Brommer (P. E.), Van Daal (H. J.) et Rathenau (G. W.), Time decrease of permeability in iron. *Physica*, 1957, **23**, 989-1000.

ÉTUDE DE LA CRISTALLISATION DU SÉLÉNIUM

Par G. BLET,
C. N. R. S., Marseille.

Résumé. — Parmi les diverses variétés allotropiques du sélénium, la variété amorphe ou vitreuse et la variété cristalline hexagonale sont celles que l'on rencontre le plus souvent au cours des traitements thermiques. On passe, en effet, de la première à la seconde par simple chauffage plus ou moins prolongé. L'étude de la dynamique de cette transformation présente un triple intérêt : premièrement du point de vue théorique, deuxièmement du point de vue pratique pour la réalisation des échantillons utilisés en recherche fondamentale, enfin troisièmement du point de vue purement pratique et technologique en ce qui concerne la fabrication des redresseurs et des photopiles.

Certains résultats ont déjà été publiés dans la littérature. Nous avons cru bon cependant de les compléter par une étude d'ensemble. Celle-ci comporte essentiellement un examen au microscope métallographique systématique de tous les échantillons traités, examen accompagné de mesures de conductibilité électrique et de microdureté. En outre, nous n'avons pas négligé l'influence de facteurs secondaires mais non dénués d'importance, tel que le taux d'impuretés contenues dans les échantillons.

Abstract. — When selenium is subjected to thermal treatment, the amorphous (or vitreous) and hexagonal crystal allotropic forms are those which occur most frequently, the first changing into the second when heated a sufficient time. The theory of the dynamics of this transformation is interesting in itself, but it is also worth while investigating from the practical points of view of the supply of samples for research purposes, and of the technique of making rectifiers and photocells.

Although some relevant results are available in the literature on the subject, it has been considered preferable to include them in a general theory. The present paper embodies a systematic examination of all samples in a metallographic microscope, as well as measurements of their electrical conductivity and of their microhardness. Secondary, but not unimportant, factors, such as the impurity content have also been taken into account.

1. **Étude électrique de la cristallisation.** — Bien que cette méthode ne fournisse pas d'emblée la totalité des résultats cherchés, nous allons l'exposer tout d'abord car c'est celle que nous avons utilisée en premier lieu et qui nous a conduit directement aux suivantes.

En préparant des photopiles et des redresseurs, nous avons constaté l'influence considérable du traitement thermique sur les performances obtenues. La littérature des brevets à ce sujet est très édifiante parce que très nombreuse et très variée, elle est même souvent contradictoire, c'est donc par le contrôle de la conductibilité électrique que nous avons été amenés à étudier la cinétique de la cristallisation. Signalons tout de suite qu'une étude thermique de la transformation sera publiée ultérieurement, les phénomènes thermiques (dégagement de chaleur) au moment de la cristallisation peuvent dans certaines conditions devenir considérables et nous avons observé des échauffements de l'ordre de 75°.

A) Mode opératoire. — Nous avons procédé à nos mesures avec du sélénium de pureté assez grande : 99,995 %, indication fournie par le revendeur. Après analyse chimique et contrôle spectrographique, cette valeur a été portée à 99,9962 %, soit 38 millionièmes d'impuretés. Nous avons baptisé A cette variété de sélénium. Sauf spécifications contraires, c'est celle qui a été utilisée en permanence. D'autres variétés plus ou moins pures ont été utilisées, nous en parlerons en temps voulu. Un grave problème s'est posé : celui des électrodes. Après de très nombreux essais couronnés d'insuccès, nous avons dû éliminer successivement le cuivre, le fer, le nickel, l'argent, l'or, le nichrome, le molybdène et le platine. Seul le tungstène nous a permis d'obtenir des résultats reproductibles. Il importe en effet pour atteindre ce but que les électrodes ne présentent ni phénomènes de corrosion, ni de diffusion avec le sélénium, au cours des divers traitements thermiques. Tous nos échantillons ont été fondus et traités à l'air. La fusion s'est effectuée sous cloche en présence donc de vapeur de sélénium à 300 °C. Le sélénium liquide a alors été coulé dans des tubes de Pyrex de 6 cm de longueur et de 6 mm de diamètre intérieur. Les tubes étaient préalablement chauffés à 250 °C. Une fois pleins, les tubes étaient immédiatement plongés dans l'eau froide à 20 °C pour assurer un refroidissement très rapide du sélénium. Celui-ci se présente alors sous forme d'une masse vitreuse noir de jais, à reflets brillants. Deux fils de tungstène de 5/10 de millimètre de diamètre étaient plongés dans le sélénium liquide

et y adhéraient fortement au moment de la prise. Cette technique nous a donné quelques déboires à certaines températures à cause précisément des phénomènes thermiques. Ceux-ci entraînent, en effet, une élévation de températures de l'échantillon parfois considérable, ce qui perturbe la mesure. Nous avons donc adopté une autre technique appelée « méthode de la perle » qui nous a donné des résultats beaucoup plus cohérents. Un support fait d'une petite plaquette de silirite (stratifié de fibres de verre) comporte deux fils de tungstène fixés rigidement et dont les extrémités arrivent à un millimètre environ l'une de l'autre. L'ensemble est chauffé à 250 °C et la partie inférieure des fils plongée dans le sélénium liquide. En retirant le support il reste, accrochée aux fils par capillarité, une petite perle de sélénium d'environ deux millimètres de diamètre. La photographie de la figure n° 1 représente une telle perle. Le refroidissement à l'air est très rapide ainsi que nous avons pu le constater avec un microthermocouple. Sans vouloir minimiser le rôle possible de l'oxygène de l'air dans cette opération nous aurons du moins éliminé l'attaque du pyrex par le sélénium.

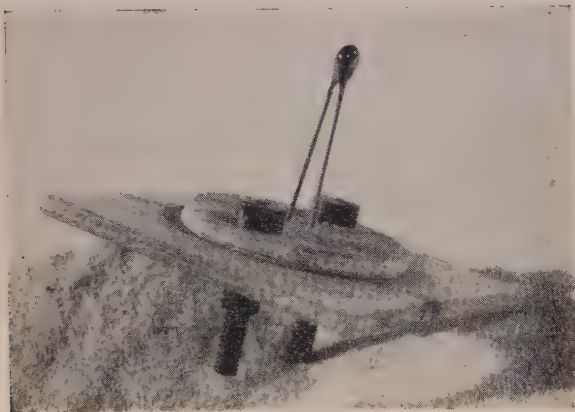


FIG. 1. Échelle 2.

Le traitement thermique se fait dans une petite étuve thermostatique à air. Mais le thermomètre plonge dans un bêcher rempli d'huile et c'est dans cette huile qu'est introduite la perle. La mise en température est ainsi excessivement rapide (pratiquement moins de 10 secondes) et la température de l'échantillon reste constante au cours du traitement. Les fils de tungstène sont branchés en série dans un circuit contenant un élément d'accumulateur de 6 volts et une résistance de quelques dizaines d'ohms (variable selon la température choisie et la pureté de l'échantillon). Aux bornes de cette résistance est connecté un millivoltmètre enregistreur. Le sélénium amorphe ayant une résistivité très élevée, initialement le millivoltmètre ne dévie pas.

B) RÉSULTATS DE MESURE. L'échantillon étant mis en température à la température t °C à l'instant zéro, on observe la déviation de l'enregistreur. A n'importe quelle température la courbe a l'allure de celle reproduite sur la figure n° 2. Cette courbe peut se diviser en trois tronçons fort différents. Tout d'abord, de l'instant zéro jusqu'au point A, une première période pendant laquelle la conductibilité reste pratiquement nulle (nous reverrons ce point ultérieurement) puis, de A en B une période pendant laquelle la conductibilité augmente considérablement et rapidement pour atteindre une valeur maxima, enfin pendant la dernière période, la conductibilité redécroît légèrement pour atteindre une valeur stable. Le maximum est en général assez peu marqué et correspond vraisemblablement à une très légère élévation de température qu'il est impossible d'éviter totalement à la fin de la cristallisation. Nous avons donné à la première phase le nom de phase de germination et à la seconde le nom de phase de cristallisation (1).

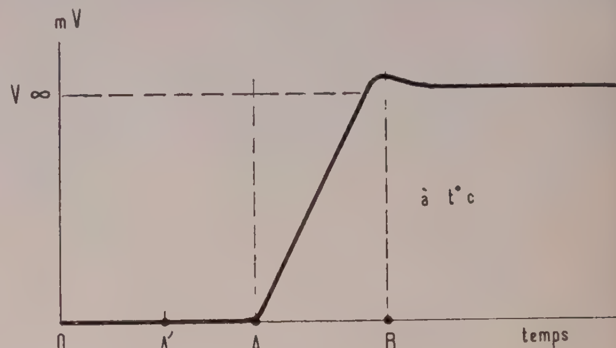


FIG. 2.

Nous avons cherché à voir comment se différenciaient ces diverses phases. Un examen aux rayons X avec un diagramme de poudre a donné les résultats suivants. Pour un prélèvement effectué entre O et A le diagramme indique une seule phase, amorphe. Pour un prélèvement effectué après le point A la phase hexagonale est présente et a été identifiée : malheureusement la présence d'un rayonnement intense de diffusion et de fluorescence du sélénium n'a pas permis de contrôler ou non la présence de sélénium amorphe pendant cette période.

Nous avons pu mettre différemment en évidence la modification qui se produit au cours de la première période OA. En effet si nous arrêtons le traitement à l'instant A′ en refroidissant l'échantillon à la température ambiante, nous pouvons continuer le traitement au bout de 15 jours par exemple : on constate alors que la nouvelle première période a une durée égale à A′A, rigoureusement complémentaire de la durée de OA′ du pre-

(1) *C. R. Acad. Sc.*

mier traitement, pour obtenir la période initiale de OA. Donc l'échantillon a subi une modification dont il garde la trace. L'étude microphotographique confirmera ces conclusions.

Les durées OA et AB sont caractéristiques de la température et de la pureté de l'échantillon. Plus la température est élevée et plus l'échantillon est impur, plus grandes sont les vitesses de germination et de cristallisation donc plus courtes les durées OA et AB. Nous avons porté notre attention principalement sur la durée OA de la première période qui est la plus intéressante et la plus aisée à déterminer avec précision. La durée de germination augmente dans des proportions considérables lorsque la température diminue. En fait nous n'avons pas fait de mesure pour des températures inférieures à 70 °C.

C) Variation des durées de germination et de cristallisation en fonction de la température. — Pour l'échantillon de sélénium baptisé A nous avons déterminé les durées de germination et de cristallisation pour des températures échelonnées de 70 °C à 200 °C. Pourquoi ces limitations ? Au-dessus de 200 °C la cristallisation est très rapide et la durée de mise en température fausse certainement la mesure. Au-dessous de 70 °C la durée de cristallisation augmente excessivement vite pour un faible abaissement de la température ce qui exige pour que la mesure soit précise et significative que la température soit parfaitement stable (1/10e de degré ou même mieux) et connue avec précision.

Les deux courbes de la figure n° 3 marquées respectivement *g* (germination) et *c* (cristallisation) correspondent aux durées suivantes : *g* représente la durée de germination jusqu'à l'apparition de la conductibilité, *c* représente la durée totale depuis la mise en température, nécessaire pour obtenir la cristallisation complète, contrôlée par le maximum de conductibilité électrique (ce contrôle sera justifié ultérieurement). Ce maximum étant dans de nombreux cas assez aplati, la détermination de la courbe *c* présente plus d'incertitude que celle de la courbe *g*, le début de la conductibilité étant en général très franc. En première approximation le temps total nécessaire pour la cristallisation est le double du temps de germination (*fig. n°* 3).

En ce qui concerne la durée de germination, les résultats expérimentaux peuvent être reliés par la relation empirique simple suivante :

$$6{,}2 \text{ Log}.t = (10^3/T)^4$$

dans laquelle t représente la durée de germination en secondes et T la température absolue de l'expérience en degrés Kelvin. Cette formule n'a pas d'autre prétention que de montrer la variation excessivement rapide de t en fonction de T lorsque la température diminue. La figure n° 4 montre que cette formule représente assez correctement les phénomènes expérimentaux dans le domaine de température étudié.

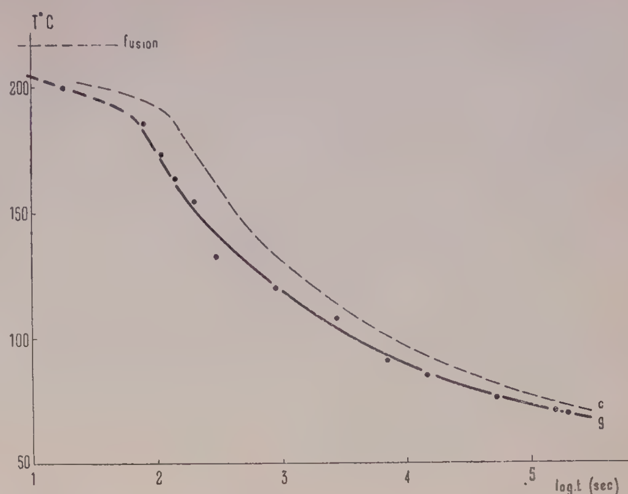


Fig. 3.

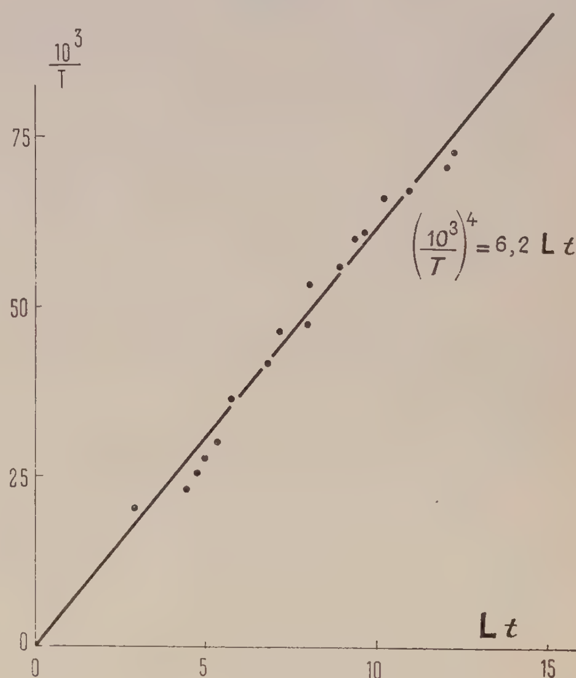


Fig. 4.

D) Conductibilité électrique de la phase de germination. — Pendant la phase de germination la conductibilité n'est pas rigoureusement nulle. En effet, le sélénium n'est pas un isolant parfait et en utilisant un enregistreur de sensibilité suffisante, il est possible de tracer la courbe donnant la variation de la conductibilité en fonction du temps t passé à la température $T°$. En fait, nous

utilisons toujours la même source de tension de 6 volts et le même millivoltmètre enregistreur : nous faisons simplement varier la valeur de la résistance mise en série avec l'échantillon. Le millivoltmètre enregistreur est du type à amplificateur galvanométrique pour avoir une impédance d'entrée suffisamment élevée devant les mégohms que nous sommes obligés d'utiliser au début.

Les valeurs numériques obtenues donnent les

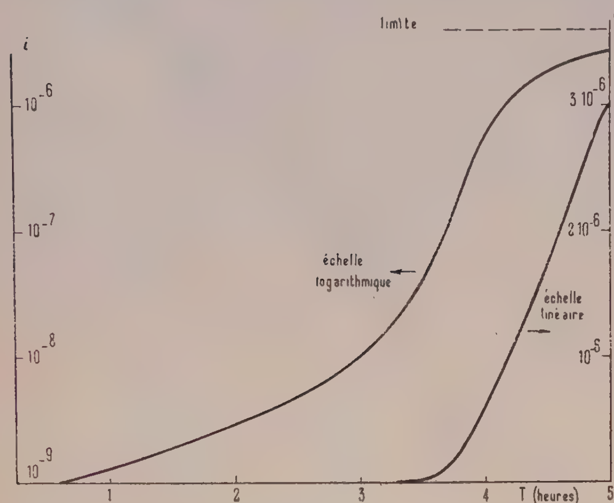


Fig. 5.

deux courbes de la figure n° 5 selon que l'on emploie une échelle de conductibilité linéaire ou logarithmique.

E) Conductibilité électrique du sélénium cristallisé. — Les mesures précédentes de conductibilité étaient faites à la température du traitement thermique. Mais il est intéressant d'étudier la variation de la conductibilité électrique à froid (à la température ambiante de 20 °C) en fonction de la température de cristallisation. Les mesures de conductibilité absolue étant très délicates, nous nous sommes contentés de mesures de conductibilité relative effectuées en mesurant le courant passant dans l'échantillon sous une différence de potentiel de 6 volts, la géométrie des échantillons et des électrodes étant aussi identique que possible. Il subsiste cependant une certaine incertitude. Néanmoins, les résultats obtenus permettent de se faire une idée du phénomène. Ce dernier est représenté par la courbe de la figure n° 6. En abscisse nous avons porté la température absolue T °K à laquelle le traitement thermique a été effectué pendant un nombre d'heures suffisant pour que la cristallisation soit totale et que la conductibilité ne varie plus. En ordonnée est porté le logarithme du courant donc une grandeur proportionnelle au logarithme de la conductibilité.

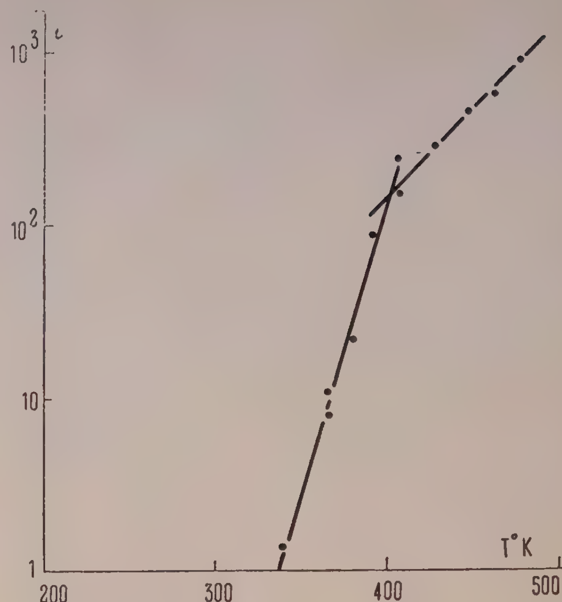


Fig. 6.

Sur cette courbe apparaissent immédiatement deux résultats généraux. Tout d'abord la conductibilité croît très vite avec la température de traitement. Le rapport est voisin de 1 000 lorsque cette dernière varie de 80 °C à 200 °C (soit de 323 °K à 473 °K). De plus, malgré la dispersion de nos mesures, il apparaît incontestablement une discontinuité aux environs de 130 °C à 140 °C. Ceci semblerait indiquer qu'il existe une différence de structure entre le sélénium cristallisé à une température inférieure à cette valeur et celui cristallisé à une température supérieure, la conductibilité variant beaucoup plus vite en fonction de la température pour le premier que pour le second. Le fait que ces deux tronçons de courbe sont des droites implique que la variation relative de conductibilité par degré de variation de température est constante. Elle est de 8,5 % par degré dans le premier cas et seulement 2,7 % par degré dans le second. Cette différence pourrait être due à des variations de la forme ou de la dimension des grains. Nous y reviendrons en chapitre « micrographie ».

F) Influence des impuretés. — Nous avons pu reprendre une partie de ces mesures de germination et de cristallisation avec des échantillons de sélénium contenant une quantité variable et connue d'impuretés. Il n'est pas du tout prouvé *a priori* que toutes les impuretés chimiques aient le même rôle ainsi nos résultats n'ont-ils pas toute la rigueur que nous aurions souhaitée, nos divers échantillons différents non seulement par le taux, mais aussi par la nature des impuretés. Il semble cependant qu'en règle générale les durées de germination et

de cristallisation soient d'autant plus grandes que l'échantillon est plus pur.

II. Contrôle micrographique de la cristallisation. — A) Mode opératoire. Nous avons voulu faire une étude micrographique des échantillons aux divers instants de la germination et de la cristallisation pour voir si cet examen n'apporterait pas quelques éclaircissements. Étant donné que, avant chaque observation l'échantillon doit être poli, nous avons dû utiliser autant d'échantillons que nous voulions étudier de points. Pour ce travail particulier, nous avons choisi une température moyenne, 87 °C afin que les phénomènes soient assez lents pour être aisément étudiés et cependant pas trop longs. Un lot de 12 tubes a été préparé ; à cette température en effet il n'est pas nécessaire d'utiliser la technique de la perle. Dans l'un d'eux étaient placés deux fils de tungstène permettant de suivre l'évolution de la conductibilité. Les onze autres échantillons ont été retirés successivement en notant le temps et marquant simultanément un point sur la courbe de conductibilité. Les échantillons démoulés et sciés ont été enrobés dans un tube de bakélite au moyen d'araldite polymérisant à 40 °C (ceci afin d'éviter toute évolution thermique). Le polissage a été ensuite effectué de manière classique au papier abrasif puis à l'alumine 48 heures. Les divers échantillons ont été prélevés aux instants suivants :

n° 2	$t =$ 0 —	mise en température
n° 3	40 mn	
n° 4	55 mn	
n° 5	1 heure 10 mn	
n° 6	1 heure 30 mn	
n° 7	1 heure 50 mn	
n° 8	2 heures 10 mn	
n° 9	3 heures —	début de conductibilité
n° 10	4 heures —	mi-valeur de conduction
n° 11	5 heures —	maximum de conduction
n° 12	10 heures —	

B) Résultats. — Tous les échantillons comportent malheureusement beaucoup de rayures, dues aux difficultés de polissage, le matériau, surtout à l'état amorphe étant très tendre. L'échantillon n° 2 représente cet état amorphe qui (exception faite des rayures) est homogène. Sur l'échantillon n° 3 un examen attentif révèle l'existence d'une demi-douzaine de petits globules sphériques épars qui représentent des germes de cristallisation. Sur les échantillons suivants les petits globules qui semblent toujours parfaitement sphériques augmentent en nombre et en dimension tout en restant épars. L'échantillon n° 9 est particulièrement intéressant car, en même temps que le début de la conduction à cet instant-là, on voit apparaître des chaînes ininterrompues de germes cristallins. Depuis quelque temps déjà ils commençaient à se toucher, à s'imbriquer les uns dans les autres et à se gêner dans leur développement. Sur l'échantillon n° 10 il ne reste plus que quelques zones très limitées de sélénium amorphe, zones qui disparaissent totalement sur l'échantillon n° 11 au moment où la conduction est maxima. L'échantillon n° 12 pris cinq heures plus tard est pratiquement identique, les cristaux étant imbriqués ne peuvent plus se développer et nous pouvons, semble-t-il, admettre que la cristallisation est terminée lorsque la conduction a atteint sa valeur maxima.

Il est instructif également d'examiner ces mêmes échantillons en contraste interférentiel. La sensation de relief obtenue met même en évidence la formation et le développement des germes qui semblent toujours parfaitement sphériques.

La série de clichés suivante correspond aux points ci-après :

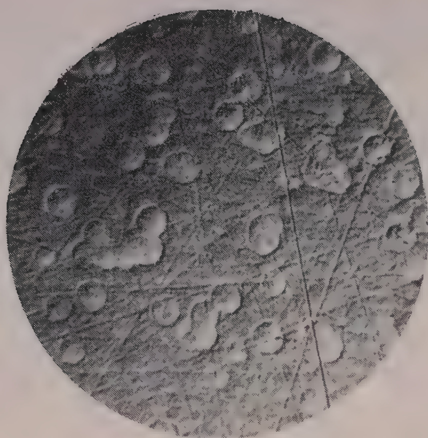
cliché 7 *a*	$t =$ 1 heure 10 mn
cliché 7 *b*	$t =$ 2 heures 10 mn
cliché 7 *c*	3 heures
cliché 7 *d*	4 heures

Comme précédemment, on voit au bout de trois heures apparaître les chaînes continues caractéristiques du début de la conduction. De même au bout de 4 heures, on voit subsister quelques rares ilôts de sélénium amorphe, ilôts aux contours concaves.

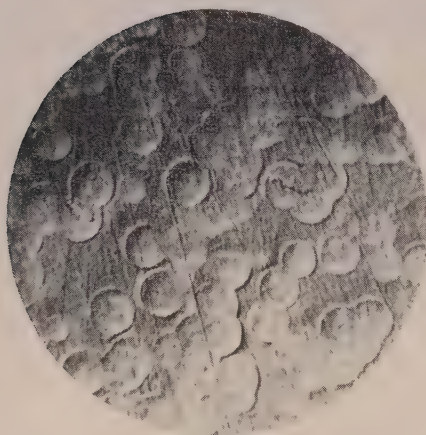
Ces 4 clichés sont reproduits sur la figure n° 7.



Cliché 7 *a*.



Cliché 7 *b*.



Cliché 7 *c*.



Cliché 7 *d*.
Fig. 7.

C) Densité de germes et vitesse de cristallisation. — A partir des résultats précédents, il est intéressant de calculer la densité de germes par unité de volume ainsi que la vitesse de cristallisation. En fait, ce que nous examinons au microscope, c'est une section d'épaisseur nulle qui coupe un certain nombre de germes. Ces intersections étant circulaires, nous en déduisons par raison de symétrie, que ces germes sont sphériques (assez parfaitement d'ailleurs).

Le plus grand diamètre de cercle obtenu correspondra si leur nombre est assez grand au diamètre des germes, si nous supposons ceux-ci tous identiques. Nous connaissons donc le nombre de sections de germes par unité de surface. Pour en déduire le nombre de germes par unité de volume, il faut déterminer le nombre de coupes qu'il faut pratiquer dans l'unité de volume pour être sûr que tous les germes seront coupés et qu'ils ne le seront qu'une fois chacun. Les plans de coupe doivent donc être équidistants et leur équidistance égale au diamètre des germes. Ce raisonnement n'a évidemment qu'une valeur statistique et ne peut être utilisé que si la distance moyenne entre deux germes est suffisamment petite par rapport à la racine carrée de la surface sur laquelle on a effectué le dénombrement. Il faut de même que les germes ne soient pas assez développés pour s'imbriquer les uns dans les autres. Ces deux réserves permettront d'attribuer un poids moindre aux mesures effectuées au début et à la fin de la germination. Le nombre de coupes effectuées par unité de volume étant donc inversement proportionnel au diamètre des germes, le nombre de ceux-ci par unité de volume sera donc proportionnel au quotient du nombre de sections dénombrées dans une coupe, par le diamètre de la plus grande section trouvée dans cette coupe. Il est tout à fait remarquable de constater que *ce quotient est constant* au cours de la germination. La dispersion des résultats est évidemment plus grande au début et à la fin, mais reste inférieure à plus ou moins 5 % pendant toute la période moyenne de germination, période où la valeur mesurée de ce quotient est d'ailleurs égale à la moyenne de l'ensemble des mesures. Nous devons donc en déduire que le *nombre de germes par unité de volume est invariable au cours de la cristallisation*. Seule leur dimension augmente. Ceci revient à dire que pour un échantillon donné et pour une température de cristallisation donnée, le nombre de germes est une constante caractéristique. Pour le sélénium A à 87 °C nous avons trouvé que ce nombre est de 500 000 par millimètre cube.

Méthode pratique de calcul de la densité de germes. — La détermination se fait à partir de mesures effectuées sur un agrandissement photographique d'une micrographie. Soit G le rapport entre la dimension d'un détail mesuré sur le tirage et sa dimension réelle. On compte le nombre de sections de germes visibles sur la coupe (limitée par un cercle).

Soient d le diamètre de la plus grande section (qui sera supposée être une section diamétrale) et D le diamètre de la coupe. Le nombre de plans de coupe par unité de longueur sera $1/d$.

Le nombre de sections par unité de surface de coupe est donc égale à $4n/\pi D^2$ et le nombre par unité de volume : $N' = 4n/\pi d D^2$, cette mesure étant faite sur le tirage, la valeur ramenée à l'échantillon sera :

$$N = N' G^3 = 4n G^3 / \pi d D^2.$$

Si d et D sont mesurés en millimètres (ce qui est aisé sur le tirage photographique), N sera le nombre de germes par millimètre cube.

Taux de cristallisation. — Le taux de cristallisation peut alors être défini comme étant le quotient du volume cristallisé (volume des germes) par le volume total. Ce quotient est une fonction du temps et sa dérivée par rapport au temps mesure la vitesse de cristallisation.

Soient N le nombre des germes par unité de volume et d leur diamètre à l'instant t, le taux de cristallisation a pour valeur.

$$\tau = d^3 N / 6.$$

La courbe donnant la variation de τ en fonction du temps est représentée sur la figure n° 8. Cette

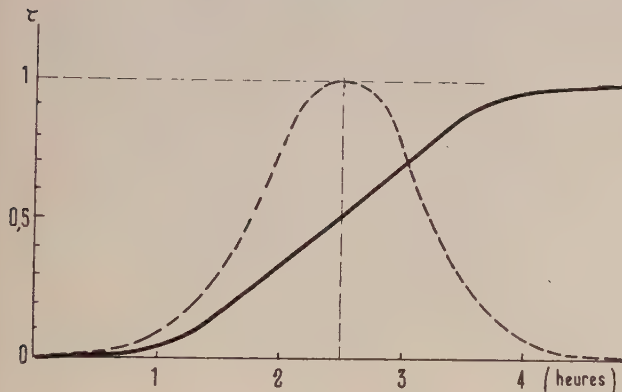


Fig. 8.

courbe est une courbe en S symétrique, les deux valeurs extrêmes 0 et 1 étant obtenues respectivement à 0 heure et à 5 heures. Ceci d'une part confirme le fait que la cristallisation est totale au moment où la conductibilité est maxima ; d'autre part ceci met en évidence le fait que le début de la courbe de conductibilité, à 3 heures, n'est pas un point particulier de la courbe de cristallisation, si ce n'est qu'il correspond à l'apparition des premières chaînes continues à travers toute la masse.

La vitesse de cristallisation qui est donnée par la dérivée de cette courbe en S est donc représentée par une courbe en cloche classique, tracée en tirets sur la même figure n° 8. La vitesse est maxima au bout de 2 heures et demie, à la moitié du temps nécessaire pour la cristallisation complète. Nous avons vu que le début de la courbe de conductibilité se situe approximativement au même instant.

La même détermination de la densité de germes par unité de volume a été reprise en faisant varier la température de cristallisation de 80 °C à 160 °C. Aux erreurs inévitables près (dues à la numération de germes qui se chevauchent et à la difficulté de déterminer exactement leur diamètre maximum) c'est-à-dire avec une incertitude de $\pm$ 5 % l'expérience montre que le nombre de germes est une constante caractérisant l'échantillon de sélénium, indépendamment du traitement thermique qu'on lui fait subir. Pour le sélénium A à 38,5 millionième d'impuretés, la densité de germes au millimètre cube est de l'ordre de 500 000.

Nous avons vu que l'hypothèse de base de notre raisonnement était l'identité de dimension de tous les termes cristallins sphériques. Il est possible de se rendre compte assez simplement de la valeur de cette hypothèse. En effet, si nous supposons les germes tous identiques, il est facile de déterminer (par un calcul de probabilités simples) la loi de distribution des diamètres obtenus par une section quelconque. On peut également déterminer sur une photographie la loi de distribution réelle. Si celle-ci s'écarte peu de la loi théorique précédente nous pouvons en déduire que les germes sont pratiquement tous identiques. Par contre, si l'écart est notable nous pouvons essayer d'en déduire une loi de distribution de la dimension des germes.

Calcul de la loi théorique. — Soit (*fig. n°* 9) un germe de rayon R. Tous les plans compris entre h

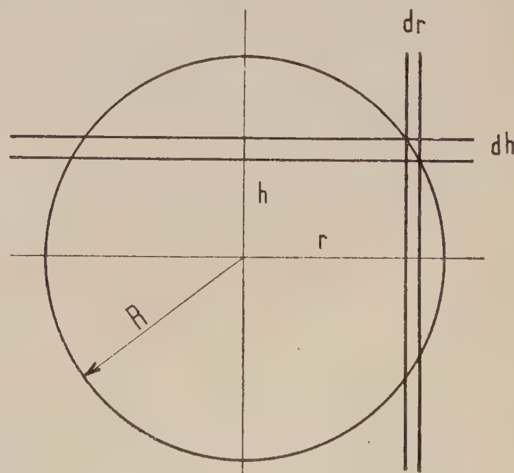


Fig. 9.

et $h + dh$ donneront une section dont le rayon sera compris entre r et $r + dr$
or,

$$h^2 = R^2 - r^2$$

d'où

$$dh = \frac{-r\,dr}{\sqrt{R^2 - r^2}}$$

La probabilité pour que la section ait un rayon compris entre r et $r + dr$ est donc :

$$dp = |dh/R| = + r\,dr/R\sqrt{R^2 - r^2}.$$

Si nous intégrons entre 0 et R nous devons trouver évidemment $p = 1$.

$$p = \int^R \frac{r\,dr}{R\sqrt{R^2 - r^2}} = -\left[\frac{\sqrt{R^2 - r^2}}{R}\right]^R = 1.$$

Mais les dénombrements que nous pouvons effectuer sur nos photographies ne peuvent donner que des probabilités discontinues en classant par exemple les résultats en tranches comprises entre r et $r + \Delta r$. Dans ce cas nous avons en posant $x = r/R$.

$$\boxed{\Delta p = \sqrt{1 - x^2} - \sqrt{1 - (x + \Delta x)^2}}.$$

En prenant par exemple $\Delta x = 0,1$ nous obtenons la loi de distribution discontinue représentée par des points (reliés par une courbe) de la figure n° 10.

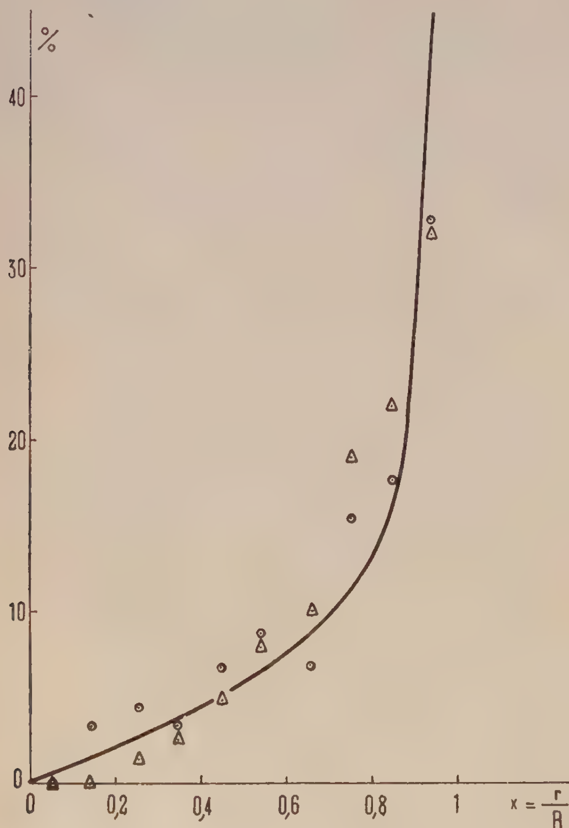


Fig. 10.

Sur deux photographies nous avons essayé de déterminer la répartition des diamètres des sections de germes. Cette mesure est évidemment assez délicate car d'une part il faut que les germes soient en quantité suffisante pour que la répartition statistique soit significative. D'autre part, si le nombre de germes est trop élevé il se produit trop d'imbrications et le dénombrement ainsi que la mesure deviennent très difficiles.

Nous avons choisi deux clichés sur lesquels le nombre de germes était respectivement 77 et 90. Les résultats de mesures sont représentés sur la figure n° 10 respectivement par des ronds et des triangles. Étant donné la délicatesse des mesures nous pouvons considérer que la concordance est assez bonne, les écarts n'étant pas systématiques.

Nous pouvons donc semble-t-il en déduire que les germes ont pratiquement tous les mêmes dimensions. Notre hypothèse initiale sur l'égalité des germes paraît donc vraisemblable, ainsi que les conclusions que nous en avons déduites.

D) Influence de la température de cristallisation sur la structure. — Nous avons par ailleurs préparé de la même manière que précédemment une nouvelle série d'échantillons de sélénium, chacun ayant été cristallisé à une température différente, ces températures s'échelonnant approximativement de 10° en 10° entre 80 °C et 210 °C. Après enrobage et polissage selon la technique décrite plus haut, ces échantillons ont été photographiés au microscope. La forme du grain et sa dimension évoluent sensiblement en fonction de la température. Alors qu'aux températures inférieures les grains sont de taille uniforme et pratiquement sphériques (jusqu'au moment où ils s'imbriquent), aux températures supérieures les grains qui ont alors poussé très rapidement sont de taille et de forme très irrégulières. Vers 200 °C et 210 °C l'aspect des micrographies indique que la masse a subi un commencement de fusion sous l'action de la chaleur dégagée par la cristallisation. Il semble que ce soit dans le domaine de 120 °C à 140 °C que se fasse la transition entre les deux types de structure.

III. **Mesures de dureté.** — Le sélénium est un matériau tendre. Sous la forme amorphe sa structure semble homogène alors que sous la forme cristallisée hexagonale il présente, selon la température du traitement thermique, des irrégularités plus ou moins marquées. Nous avons donc pensé qu'une étude de la dureté permettrait d'élucider ces différents points. Nous avons effectué ce travail avec un micro-duromètre type Vickers. Cet appareil est équipé d'une pyramide de diamant dont l'angle au sommet est de 136°. Étant donné la faible dureté du sélénium nous avons travaillé avec une très faible charge de 10 grammes seulement. L'empreinte a

une forme carrée avec les deux diagonales. On mesure celles-ci au microscope ; soient d sa mesure en microns et m la charge en grammes. La dureté Vickers est donnée par la forme suivante : dureté = $1\,854\ m/d^2$.

Les mesures ont été faites sur les échantillons préparés pour l'étude précédente et ont été complétées par des micrographies des empreintes.

Nous avons déterminé successivement la dureté du sélénium amorphe, puis celle du sélénium cristallisé à diverses températures. Au cours de la cristallisation nous avons de même déterminé la dureté de chacune des phases en présence, amorphe et cristalline. Enfin, nous avons étudié l'homogénéité et la compacité d'échantillons préparés avec différents traitements thermiques.

Afin de permettre de situer par comparaison les duretés des différents échantillons, nous rappelons les duretés Vickers de quelques corps courants :

acier doux	120
laiton écroui	100
laiton recuit	63
zinc	46
cuivre recuit	40

a) pour le sélénium amorphe (*fig. n*° 11) obtenu

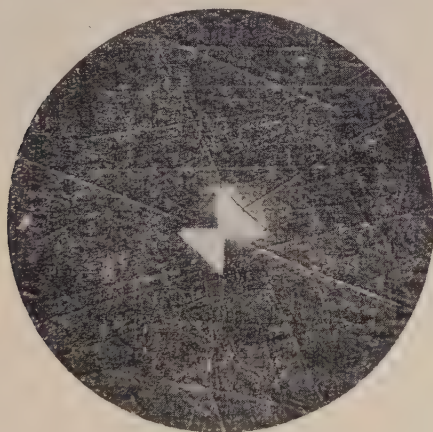


Fig. 11.

par fusion à 300 °C, suivi d'un refroidissement brusque, les empreintes sont parfaitement reproductibles, nettes et sans bavures, ce qui prouve un matériau isotrope et homogène. La diagonale de l'empreinte a pour longueur 19,6 microns (moyenne d'une série de trois mesures) ce qui donne une dureté de 48 ;

b) les mesures de dureté sur les échantillons cristallisés ont été faites sur les échantillons étudiés précédemment, c'est-à-dire ayant subi une cristallisation totale et prolongée à la température choisie, la durée du traitement thermique ayant été choisie en conséquence. Les températures, nous l'avons vu, ont varié de 80 °C à 200 °C.

Les résultats peuvent être représentés par une courbe (*fig. n*° 12). La première constatation qui

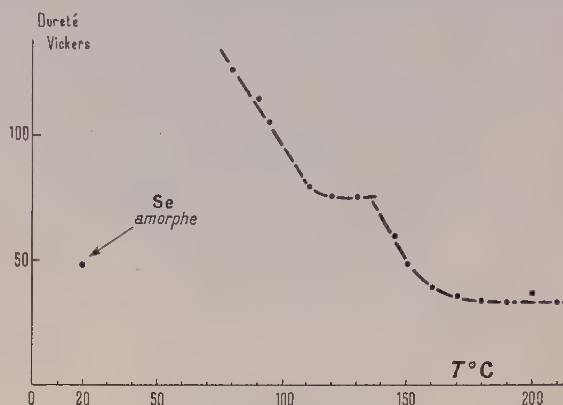


Fig. 12.

s'impose est la diminution de la dureté lorsque la température de cristallisation augmente : la variation est d'ailleurs très importante. Toutefois la dispersion des mesures est assez faible, et la reproductibilité des résultats suffisante pour qu'il semble que l'on doive tenir compte de la discontinuité qui apparaît aux environs de 130 °C.

Cependant il faut remarquer dès à présent que l'aspect des empreintes subit une modification à cette même température. En effet, pour toutes les températures de cristallisation inférieures à 130 °C les empreintes sont carrées avec des contours francs. Par contre pour les températures supérieures à 130 °C les empreintes sont de moins en moins régulières au fur et à mesure que la température croît et leurs contours présentent des fractures plus ou moins nombreuses mettant en évidence une diminution très nette de l'homogénéité ou plus exactement de la compacité du matériau.

c) Au cours de la cristallisation du sélénium à une température donnée, nous avons mis en évidence l'apparition et la croissance de germes (sphériques à 87 °C). Les germes ont au bout d'un temps suffisant, atteint une dimension telle qu'il est possible, en visant bien, d'effectuer au microduromètre une mesure de dureté sur le germe lui-même. Sur une surface en cours de cristallisation nous pouvons donc prendre une empreinte dans une région où le sélénium est encore amorphe, ou au contraire dans une zone où les germes se sont déjà agglomérés.

Les photos des figures n° 13 et 14 montrent respectivement les résultats obtenus. Dans la phase amorphe, la mesure de l'empreinte indique une dureté de 48, donc égale à celle du sélénium amorphe massif. Toutefois, les contours de l'empreinte ne sont pas rectilignes, ils sont devenus con-



Fig. 13.



Fig. 14.

vexes et la photographie prise en contraste interférentiel montre d'après le relief que le « terrain » s'est soulevé en bourrelet autour de l'empreinte, ce qui indique que le sélénium quoique amorphe a subi un commencement de transformation. Dans la phase cristalline la mesure de l'empreinte indique une dureté de 105 : l'empreinte est très franche avec des bords rectilignes et sans défauts. Cette région a donc atteint son état définitif. Autrement dit, dès qu'en s'étendant un germe a gagné une région, celle-ci se trouve cristallisée et sa structure ne se modifie plus au cours du traitement thermique.

Si nous laissons la cristallisation se terminer à la même température, la dureté ne varie plus et nous trouvons toujours une dureté de 105 (à 87 °C) (*fig. n*° 15).

Par contre pour l'échantillon cristallisé à 210 °C,

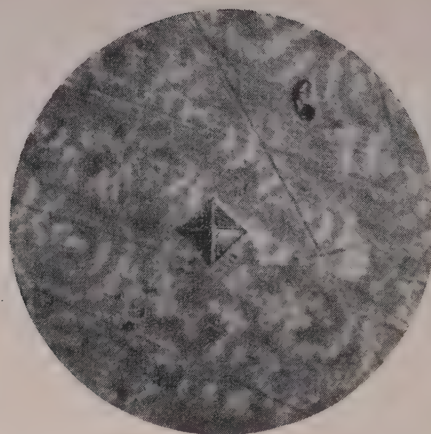


Fig. 15.

la dureté est très faible (33 Vickers) et l'aspect « démoli » de l'empreinte montre que le matériau manque totalement de compacité (*fig. n*° 16).



Fig. 16.

Propriétés mécaniques du sélénium cristallisé. — L'ensemble des propriétés mécaniques, en particulier les possibilités d'usinage du sélénium cristallisée confirment les résultats de cette étude de microdureté. En effet les échantillons cristallisés à température inférieures à 120 °C, et de préférence plus basse peuvent être usinés aisément au tour ou à la fraiseuse : il est possible d'obtenir des arêtes à angles vifs nets. Par contre pour les échantillons cristallisés à température élevée, l'usinage devient très délicat, le matériau étant friable et cassant, l'outil fait sauter des écailles et il est impossible d'obtenir des arêtes à angles vifs sans éclats.

Manuscrit reçu le 15 juillet 1960.

PROJET D'INJECTION D'IONS TRÈS LOURDS DANS LE CYCLOTRON DE 2 MÈTRES D'ORSAY

Par R. BASILE,
Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Paris, Orsay (Seine-et-Oise).

Résumé. — On décrit un projet permettant d'obtenir des ions très lourds multichargés de plusieurs centaines de MeV. Les atomes de Z moyens ionisés trois fois subissant une accélération préalable de quelques MeV, sont injectés puis « épluchés » plus profondément au centre du cyclotron à énergie variable et ions lourds actuellement en construction à Orsay (CEVILO).

Abstract. — Description of a project for producing highly-charged ions. Atoms of high Z are three times ionised and accelerated to several MeV. They are injected and more thoroughly stripped at the center of a variable energy and heavy ion cyclotron which is at present under construction at Orsay (CEVILO).

1. Introduction. — Si les études de réactions nucléaires provoquées par ions lourds d'azote, oxygène, carbone ou néon, ont déjà été poursuivies sous différents aspects dans plusieurs pays [1], l'utilisation d'ions très lourds correspondant par exemple à un domaine de Z couvrant les produits de fission n'a pas encore été abordée.

C'est pour cette raison que, dans le cadre du projet [2] de construction du cyclotron à énergie variable de 2 mètres de diamètre de pôle (CEVILO), nous avons cherché une solution permettant d'accélérer des ions de nombre de masse voisin de 100 jusqu'à une énergie de plusieurs centaines de MeV au rayon maximum de la chambre du cyclotron.

2. Principe. — Deux données définissent les conditions à remplir : La première est le rayon maximum utilisable (85 cm) et le champ magnétique maximum moyen (14 000 gauss) du cyclotron d'Orsay. L'autre est l'énergie qu'il est nécessaire de fournir à un ion très lourd ($^{88}_{38}$Sr par exemple) pour vaincre la barrière de potentiel coulombienne qui l'empêche d'arriver au contact d'un noyau lourd comme celui de l'or ou du bismuth. Dans le cas cité, cette énergie est de 325 MeV environ.

Si on appelle :

A le nombre de masse de l'ion accéléré,

k sa charge en unité électronique,

B l'induction dans l'entrefer en Weber par m^2,

R le rayon de courbure d'une particule chargée (en mètre), l'énergie de l'ion s'exprime en MeV par la formule :

$$E\ (\text{MeV}) = 48\frac{k^2}{A}(BR)^2. \qquad \text{(A)}$$

On constate alors que l'ion ^{88}Sr doit avoir perdu 22 à 23 électrons de son cortège pour pouvoir être accéléré à 325 MeV dans le cyclotron en construction.

Les études actuellement publiées de sources d'ions multichargés semblent montrer qu'il est difficile d'obtenir de tels états de charges dans un plasma. Le problème se ramène donc à injecter, *de l'extérieur*, des ions ayant déjà une énergie suffisante pour perdre une importante partie des électrons de leur cortège sur ce que nous appellerons un « éplucheur » placé au centre du cyclotron à l'endroit où se trouve normalement la source d'ions. Ceci nous amène donc :

1° à accélérer des ions très lourds 3 ou 4 fois chargés jusqu'à une énergie de l'ordre de 10 MeV à l'aide d'un accélérateur linéaire ;

2° à injecter, de l'extérieur, ces ions dans le cyclotron, ce qui est possible puisque le rayon de courbure des trajectoires dans l'entrefer est de l'ordre de 1 mètre ;

3° à les « éplucher » dans un jet moléculaire au voisinage du centre du cyclotron.

4° à accélérer ceux ayant un état de charge préalablement choisi, en réglant la haute fréquence du cyclotron.

3. Réalisation. — *a*) ÉNERGIE NÉCESSAIRE POUR L'ÉPLUCHAGE. — En se basant, sans hypothèse supplémentaire, sur les résultats obtenus dans l'étude des fragments produits lors de la fission dissymétrique [3], [4], les ions dont le Z est compris entre 40 et 50 ont, à l'équilibre dans l'air 15 charges environ lorsqu'ils atteignent la vitesse

$$3{,}68/\sqrt{A}\ 10^9\ \text{cm/s}.$$

Pour $^{88}_{38}$Sr cette vitesse est de : 0,4 10^9 cm/s correspondant à une énergie de 7,5 MeV.

Si on suppose que les sections efficaces perte-capture ont un comportement comparable en fonction de l'énergie, pour des électrons d'atomes différents mais d'énergie de liaison comparable, on peut se fonder, pour fixer les ordres de grandeur, sur les études faites sur « l'épluchage » de la couche K de ^{14}N [5] et extrapoler les résultats en les appli-

quant à la couche M du ^{88}Sr pour lesquels les énergies de liaison sont du même ordre de grandeur.

D'après les références [3] et [4] le dE/dx du $^{88}_{38}$Sr en équilibre de charge dans l'air à 7 MeV est de 31,5 MeV/cm. air soit 24,2 keV par microgramme.

On peut alors admettre que l'état d'équilibre de charge est atteint après le passage à travers une quantité de matière de l'ordre de 10 μgr/cm² soit $5\ 10^{17}$ atomes/cm², correspondant à une perte d'énergie des ions incidents d'environ 250 keV ce qui est tout à fait acceptable (3 % de l'énergie incidente).

Par ailleurs R. L. Gluckstern [6] affirme dans une étude théorique que l'état d'équilibre serait atteint bien avant que n'intervienne une variation appréciable de l'énergie incidente et que la charge moyenne obtenue varie très peu avec le Z de la cible « d'épluchage ».

Un article documentaire de R. Geller [7] fait état d'une légère variation de la charge moyenne avec Z, les cibles d'éléments légers étant plus favorables. Tous ces résultats théoriques sont basés sur le travail de Bohr [8].

Enfin en extrapolant les résultats obtenus sur l'azote on peut estimer que la variation de la section efficace perte-capture en fonction de l'énergie, entraîne une perte d'un facteur 100 environ lorsqu'on recherche des ions 22 à 23 fois chargés dans un faisceau 15 fois en moyenne.

En conséquence, plus l'énergie des ions à l'injection est élevée, plus les conditions sont favorables mais nous sommes limités par l'encombrement et par la puissance de l'accélérateur d'injection. Nous nous sommes arrêtés à un accélérateur linéaire de 3 MeV par charge. Cet appareil est légèrement moins puissant que le préaccélérateur de l'accélérateur linéaire Hilac de l'Université de Californie, mais devrait cependant nous permettre d'obtenir le résultat recherché.

b) Intensité présumée du faisceau. — Anderson [9] a obtenu à Berkeley avec une source à cathode froide et à arc, 5 mA d'N^{3+}, 2,2 mA O^{3+}, 0,5 mA S^{5+}, 0,3 mA A^{6+}. Avec un courant d'ions trois fois chargés de 1 mA, en admettant un rendement de 1 % pour l'épluchage et une proportion de 1 % d'ions ayant la charge désirée on aurait sur la cible, en fin d'accélération avec 23 charges, 25 watts environ et un courant d'ions de l'ordre du dixième de μA soit 10 fois le courant d'électron recueilli couramment sur une cible de bétatron ou 15 fois le courant correspondant au faisceau du cyclotron à ions lourds de Birmingham.

Dans l'état actuel de la technique [11], [12], il semble relativement facile d'obtenir 1 mA d'ions 3 ou 4 fois chargés de Z voisin de 50. Il serait nécessaire d'effectuer une analyse magnétique des ions sortant du plasma avant la préaccélération pour ne pas surcharger inutilement la haute fréquence accélératrice de l'injecteur.

Pour l'injection dans le cyclotron des ions préaccélérés et trois fois chargés, le rapport des rayons de courbure des trajectoires avant et après épluchage serait très favorable. Pour des ions quatre fois chargés, l'énergie au moment de l'épluchage serait plus grande mais le rapport des rayons un peu moins favorable. Seule une étude expérimentale avancée pourra fixer le choix définitif.

c) « Éplucheur ». — Nous avons vu que l'éplucheur devait présenter au faisceau d'ions préaccélérés une quantité de matière à traverser de l'ordre de 10 microgrammes par cm², ce qui exclut une feuille métallique. La solution envisagée est celle d'un jet atomique du type de celui proposé par Beringer et Rall [13].

d) Probabilité pour le faisceau d'ions chargés en fin d'accélération. — Si on admet un vide moyen dans le cyclotron de 10^{-5} mmHg les ions ont à traverser une quantité de matière de $1{,}5.10^{-11}$ g/cm × cm². Si on admet un diamètre moyen des trajectoires de 1 m et une accélération de 300 kV par tour et par charge, la distance à parcourir par les ions est d'environ 200 mètres, et la quantité totale de matière traversée pendant toute l'accélération est de l'ordre de 3.10^{-7} g/cm² soit 0,3 μg/cm² (6.10^{-15} atomes environ). Étant donnés les ordres de grandeur de section efficace perte-capture qu'il semble bon d'extrapôler à notre cas (10^{-18} cm²) on arrive à une perte d'intensité du faisceau par échange de charge de l'ordre de quelques pour cent.

e) Géométrie de l'injection. — Pour une énergie de 7 MeV et une induction de 1,3 Wb/m², on voit en se reportant à la formule (A) qu'avec 3 charges on aurait un rayon d'injection de 92 cm. Après épluchage à 15 charges, le rayon orbital des ions serait de 18,4 cm, et après épluchage à 27 charges il serait de 10,2 cm. Avec une haute tension de 100 000 volts crête à crête, l'ion gagnerait après un tour dans le cyclotron 0,2 MeV par charge, c'est-à-dire 3 MeV à 15 charges et 5,4 MeV à 27 charges. Les rayons au deuxième passage seraient alors respectivement de 22 cm (latitude 3,6 cm) et 13,7 cm (latitude 3,5 cm). Cette latitude peut permettre largement une collimation des ions des différentes charges qui évitera l'encombrement du faisceau par des ions accélérés sur un sous harmonique de la fréquence H. F. La dimension du rayon de 92 cm est très large. Il suffirait de 80 cm pour que la déflection nécessaire à l'injection au centre du cyclotron soit réalisable.

Conclusion. — Il semble donc possible de réaliser un accélérateur d'ions qui puisse injecter au centre du cyclotron des atomes lourds ($Z \geqslant 100$) disposant d'une vitesse suffisante pour perdre une

part importante de leur cortège électronique au cours de la traversée d'un jet atomique servant d' « éplucheur ». L'utilisation de particules aussi lourdes comme projectiles peut ouvir un champ d'études important sur les réactions entre noyaux complexes. Ceci peut être d'un apport considérable aux recherches sur les ions lourds classiques ($6 < Z < 10$) sur le point d'être enreprises au laboratoire. Les modifications à apporter sur le cyclotron en cours de construction seraient de très faible importance et la préaccélération d'ions trois fois chargés ne présente pas de difficultés techniques.

Manuscrit reçu le 21 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Voir par exemple une mise au point récente par Lefort (M.), *J. Physique Rad.*, 1960.
[2] Le cyclotron à énergie variable en construction à Orsay. Publication interne du Laboratoire de Physique Nucléaire d'Orsay, 1960.
[3] Goodman (C.), « The Science of Engeneering of Nuclear Power ». Addisson Wesley Publishing Cie, Cambridge Mass., 1947.
[4] Boggild (J. K.), Brostom (K. J.) et Lauritzen (T.), *Kgl Dansk Videnskab Selskab Mat. Phys. Medd.*, 1940, **18**, 4.
[5] Reynolds (H. L.), Wyley (L. B.) et Zucker (A.), *Phys. Rev.*, **98**, 474 et 1825.
[6] Gluckstern (R. L.), *Phys. Rev.*, **98**, 1817.
[7] Geller (R.), Rapport CEA n° 368, 1955.
[8] Caracteristics of Electrical Discharges in a Magnetic Field « Guthrie et Wakerling ». National Nuclear Energy Series, article de Bohr.
[9] Anderson Kenneth (Carl E.) et Ehlers (W.), 12/55 U. C. R. L. 3218.
[10] Reasbeack (P.) et Fremlin (S. H.), Communication à la conférence sur les réactions entre noyaux complexes, Oak-Ridge Gatlinburg, May 5, 7, 1958.
[11] Jones et Zucker, Two ions sources for the production of multiply charged Nitregen ions. *R. S. I.*, 1954, **25**, 562.
[12] Merezov (P. N.), Makov (B. M.) et Ioffé (M. S.), Sources d'ions multichargés d'azote destinés à un cyclotron. *Atomn. Energ. S. S. S. R.*, 1957, **2**, 3, 272.
[13] Beringer et Rall, Mercury Target stripper. *R. S. I.* 1957, **28**, 77.

ERRATUM

A la fin de l'article de Mr D. Tinturier, sur « Un enregistreur hodoscopique simple », *J. Physique Rad.*, novembre 1960, tome **21**. Physique Appliquée, p. 173 A, les références bibliographiques suivantes ont été omises :

[1] Alikhanian (A.), Alikhanov (A.), Weissenberg (A.), *J. Physique*, USSR 1947, **11**, 97.
[2] Alikhanian (A.), Asatiani (T.), Muskhelishvilli (G.), *J. Physique*, USSR 1947, **11**, 16.
[3] Hyams (B. D.), Mylroi (M. G.), Owen (B. G.) and Wilson (J. G.), *Proc. Phys. Soc.*, A 1950, **63**, 1053.
[4] Johnson (T. H.), Stevenson (E. C.), *J. Franklin Institut*, 1933, **216**, 329.
[5] Meyer (M. A.), Stoker (P. H.), de Villiers S. A. M., *Nuclear Instruments*, 1958, **3**, 278.
[6] Regener (V. H.), *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 250.
[7] Swann (W. F. G.), *J. Franklin Institut*, 1940, **229**, 300.
[8] Caro (D. E.), Parry (J. K.), Rathgeber (H. D.), *Nature*, 1950, **165**, 688.
[9] Fréon (A.) Maze (R.), *J. Physique Rad.*, Fr, 1948, **9**, 301.
[10] Garelli (D.), Quercia (J. F.), *Ricerca Scient.*, 1952, **22**, 276.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 2.
TOME 22, FÉVRIER 1961, PAGE 30 A.

DIFFUSION PARASITE ET TRAITEMENT DES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

Par JACQUES BERMOND, CLAUDETTE PATOU et MAURICE SCHERER,
Laboratoire de Physique Corpusculaire, Faculté des Sciences, Caen.

Résumé. — On recherche l'influence, sur la diffusion parasite, de différents paramètres du traitement des émulsions nucléaires, en particulier le glycérinage, le séchage et la température de développement.

Abstract. — A study was made of the influence of nuclear emulsions on spurious scattering, particularly the effects of drying, soaking in a solution of glycerine and the temperature of development.

L'existence, dans les émulsions nucléaires, de déformations locales (spurious scattering, ou diffusion parasite) a été trouvée par Biswas, Peters et Rama [1].

Ces déformations affectent les mesures de diffusion coulombienne multiple et limitent la détermination des hautes énergies accessibles par cette méthode sur des traces de longueur restreinte.

Aucun des travaux consacrés à cet effet [1], [2], [3], [4], [5], [6] et [7] n'a porté sur les facteurs du traitement des émulsions nucléaires.

Nous nous sommes proposés de rechercher l'influence, sur cette diffusion parasite, des différents stades du traitement de deux types d'émulsions, en portant notre attention en particulier sur le glycérinage, le séchage final et la température de développement.

Méthode expérimentale. — Les mesures de scattering ont porté sur un lot de pellicules de 400 microns d'épaisseur comprenant des pellicules N. I. K. F. I. du type R et des pellicules Ilford G 5 exposées à un faisceau de mésons π négatifs de $(1,5 \pm 0,2)$ BeV/c.

Les pellicules ont été collées sur un support de verre avant traitement, les unes suivant la méthode indiquée par la notice N. I. K. F. I. (collage n° 1), les autres par une des techniques couramment utilisées pour les G 5 [8] (collage n° 2). Le développement a été effectué, par la méthode habituelle des deux températures, en deux séries. Dans l'une, on a utilisé le révélateur indiqué par les Laboratoires producteurs des émulsions R, dans l'autre, un révélateur classique pour les G 5. D'autre part quelques plaques ont été traitées uniquement à froid. Les conditions de fixage et de lavage ont été les mêmes pour toutes les plaques. La dilution du fixateur a été conduite très progressivement, sans manipulation des plaques. Il n'y a pas eu d'autres mouvements de liquide que ceux imposés par le remplacement des solutions. Deux bains de glycérinage à 2 % et 6 % ont été employés et les émulsions ont été séchées de deux façons différentes pour chaque concentration de glycérine. Le premier mode de séchage, dit séchage rapide, s'est effectué à 24° sous une humidité relative de 56 % avec une forte ventilation. Le deuxième mode, dit séchage lent, s'est effectué, sans ventilation, à une température voisine de 22° et une humidité relative voisine de 75 %.

Le tableau 1 résume, pour chaque plaque, l'ensemble des opérations effectuées.

Méthodes de mesures. — Deux séries de mesures dans la région centrale des plaques suivant la méthode de la flèche ont été faites.

1re SÉRIE DE MESURES (longueur de cellule $s = 15$ microns). — A l'aide de deux micromètres à tambour, à réticules croisés, montés sur la tête binoculaire d'un microscope LEITZ-ORTHOLUX, on a relevé 6 mesures de flèche sur chaque portion de trace de 75 microns de longueur, se trouvant dans la partie utile du champ du microscope. L'un des micromètres permettait de mesurer la flèche ; l'autre de définir la longueur de cellule. On a exploré ainsi dans chaque champ toute l'épaisseur de l'émulsion, en notant pour chaque trace sa profondeur.

En déplaçant la platine perpendiculairement à la direction moyenne du faisceau, on a ainsi utilisé environ 300 sections de traces par plaque. La connaissance de la cote de chacune d'elles permettait de les classer en trois catégories correspondant chacune à 1/3 de l'épaisseur totale de l'émulsion.

2e SÉRIE DE MESURES (longueur de cellule $s = 100$ microns). — La direction moyenne du faisceau étant alignée parallèlement au déplacement de la platine d'un microscope KORISTKA MS 2, on a choisi des traces restant sur un parcours de 4,5 mm environ dans l'une des tranches

TABLEAU 1

Désignation des plaques	Nature de l'émulsion	Mode de collage	Développement			Arrêt du développement				Dilution à 4°5	Lavage à 4°5	Glycérinage à 4°5	Séchage
			Eau distillée à 4°5	Révélateur à 4°5	Réchauffement à sec 24°	Refroidissement à sec	Acide acétique 1 % 4°5	Lavage 4°5	Fixage à 4°5				
S 20	R	N° 1	3 h	A 3 h	40 mn	15 mn	1 h	1 h	40 h	20 h	10 h	6 %	rapide
S 16-RS 17	R	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	2 %	»
S 21	R	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	6 %	lent
S 18-RS 19	R	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	2 %	lent
24	G 5	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	lent
23	G 5	»	»	A 3 h 55	—	—	»	»	»	»	»	»	»
S 15	R	»	»	»	—	—	»	»	»	»	»	»	»
31-S 32	G 5	N° 2	2 h	B 2 h	40 mn	15 mn	1 h 30	1 h	40 h	20 h	10 h	6 %	rapide
27-S 28	G 5	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	2 %	»
29	G 5	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	6 %	lent
25	G 5	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	2 %	»
S 13	R	N° 1	»	»	»	»	»	»	»	»	»	2 %	»
S 14	R	»	»	B 2 h 55	—	—	»	»	»	»	»	2 %	»
33	G 5	N° 2	»	»	—	—	»	»	»	»	»	2 %	»

de l'émulsion précédemment considérées. De cette façon, on a effectué des mesures de flèches avec une cellule de 100 microns sur 10 traces par tranche.

Les mesures ont été conduites de façon à utiliser dans tous les cas la même section de la vis commandant la platine, tous les pointés de même ordre étant faits sur le même cran de l'avance automatique de cette vis.

Dans les deux séries de mesures on a éliminé : 1° Les traces inclinés sur le plan de l'émulsion. 2° Les traces s'écartant de la direction moyenne du faisceau. 3° Les traces dont la densité de grains ne correspondait pas au minimum.

Ces deux séries de mesures devaient mettre respectivement en évidence des déformations s'étendant sur une faible longueur de trace (déformations du 1er type) et des déformations affectant une plus grande longueur (déformations du 2e type).

De plus les cellules de 100 microns sont utilisées comme cellules de base pour évaluer l'influence de la diffusion parasite sur des cellules plus longues (500 microns et 1 000 microns).

On a calculé la moyenne des valeurs absolues des différences secondes en groupant les segments de traces situés dans chacune des trois tranches de l'émulsion correspondant au 1/3 de l'épaisseur totale la tranche I étant voisine de la surface, la tranche II au centre et la tranche III près du verre. La statistique portait, pour chaque série de mesures et pour chaque tranche d'émulsion, sur environ 400 différences secondes.

Les bruits de lecture et de platine ont été évalués et éliminés suivant la méthode indiquée par Biswas, Peters et Rama [1]. Le bruit de grains n'a pas été considéré, car il ne nous a pas semblé possible de le séparer de la diffusion parasite.

D'autre part les mesures ont été effectuées dans une salle climatisée en température et humidité et n'ont pas été perturbées par les variations de température du microscope.

Les bruits de platine ne sont pas intervenus pour les cellules de 15 microns (platine immobile).

Pour chaque couche d'émulsion, la comparaison des sommes des différences secondes des deux signes et des différences d'ordre supérieur a montré qu'il n'existait pas de distorsion générale.

La diffusion coulombienne multiple étant négligeable pour les deux longueurs de cellules de

15 microns et 100 microns aux énergies enregistrées, les différences secondes obtenues après élimination des bruits caractérisent la diffusion parasite.

Les valeurs des différences secondes de diffusion parasite pour des cellules de 15 microns et de 100 microns sont données dans les tableaux 2 et 3 pour chacune des tranches de l'émulsion d'une part, et d'autre part pour l'ensemble de la plaque.

Les mesures de flèches pour des cellules de 100 microns ont été utilisées pour calculer les différences secondes correspondant à des cellules de 500 microns et de 1 000 microns. Dans le cas des cellules de 1 000 microns, on a utilisé la méthode des chevauchements. Les valeurs arithmétiques moyennes de ces différences secondes corrigées, d'une part des bruits de lecture et de platine, d'autre part de la diffusion coulombienne multiple, figurent dans les tableaux 2 et 3.

Résultats. — 1° CELLULES DE 15 MICRONS et 100 MICRONS. — L'examen des résultats met en évidence de grandes différences suivant les traitements et pour un même traitement, suivant les couches d'émulsion.

Il semble qu'en moyenne les différents traitements influent de la même façon sur les deux types de déformations considérées. D'autre part, les émulsions du type R ont présenté plus de déformations que celles du type G 5. Si on examine séparément les résultats obtenus pour les différentes tranches, on constate que, dans les plaques R et G 5, le traitement a peu d'influence sur la

TABLEAU 2

VALEURS ARITHMÉTIQUES MOYENNES $|\overline{D_2}|$ DES DIFFÉRENCES SECONDES DE DIFFUSION PARASITE (EN MICRONS) POUR LES ÉMULSIONS R, SUIVANT LA LONGUEUR DE CELLULE.
LES TROIS TRANCHES SONT INDIQUÉES PAR I, II, III LES LIGNES M DU TABLEAU PORTENT LES MOYENNES POUR TOUTE L'ÉPAISSEUR DE L'ÉMULSION

DÉSIGNATION DES PLAQUES		$s = 15\ \mu$	$s = 100\ \mu$	$s = 500\ \mu$	$s = 1\,000\ \mu$
RS 15	I	0,171 ± 0,012	0,138 ± 0,026	0,402 ± 0,071	1,926 ± 0,196
	II	0,253 ± 0,012	0,216 ± 0,015	0,790 ± 0,086	1,323 ± 0,151
	III	0,312 ± 0,018	0,881 ± 0,041	1,649 ± 0,166	1,688 ± 0,177
	M	0,246 ± 0,008	0,446 ± 0,016	0,984 ± 0,060	1,643 ± 0,101
RS 13	I	0,178 ± 0,014			
	II	0,217 ± 0,015			
	III	0,347 ± 0,022			
	M	0,249 ± 0,009			
RS 14	I	0,201 ± 0,012	0,204 ± 0,013	0,342 ± 0,057	1,449 ± 0,159
	II	0,206 ± 0,016	0,646 ± 0,026	1,072 ± 0,110	0,819 ± 0,122
	III	0,357 ± 0,018	0,559 ± 0,036	1,025 ± 0,107	1,926 ± 0,203
	M	0,257 ± 0,009	0,492 ± 0,016	0,818 ± 0,053	1,407 ± 0,092
RS 21	I	0,180 ± 0,014	0,191 ± 0,017	0,438 ± 0,077	1,493 ± 0,166
	II	0,353 ± 0,024	0,544 ± 0,030	0,628 ± 0,082	1,233 ± 0,143
	III	0,401 ± 0,024	0,805 ± 0,041	1,196 ± 0,124	1,743 ± 0,183
	M	0,313 ± 0,013	0,538 ± 0,019	0,767 ± 0,063	1,487 ± 0,135
RS 18-RS 19	I	0,206 ± 0,012	0,153 ± 0,016	0,313 ± 0,069	0,879 ± 0,141
	II	0,246 ± 0,022	0,764 ± 0,043	1,175 ± 0,125	1,903 ± 0,219
	III	0,355 ± 0,026	0,843 ± 0,041	1,127 ± 0,126	1,732 ± 0,197
	M	0,274 ± 0,012	0,622 ± 0,023	0,918 ± 0,060	1,520 ± 0,111
RS 16-RS 17	I	0,227 ± 0,018	0,226 ± 0,013		
	II	0,368 ± 0,024	1,116 ± 0,058		
	III	0,443 ± 0,034	1,260 ± 0,058		
	M	0,347 ± 0,015	0,792 ± 0,027		
RS 20	I	0,253 ± 0,022	0,207 ± 0,015	0,480 ± 0,075	0,651 ± 0,124
	II	0,393 ± 0,025	0,461 ± 0,029	0,536 ± 0,077	1,811 ± 0,177
	III	0,487 ± 0,032	1,955 ± 0,106	2,611 ± 0,265	4,367 ± 0,371
	M	0,378 ± 0,016	0,873 ± 0,034	1,253 ± 0,074	2,544 ± 0,148

TABLEAU 3

Valeurs arithmétiques moyennes des différences secondes $|\overline{D_2}|$ de diffusion parasite (en microns) pour les émulsions G 5

Désignation des plaques		$s = 15\ \mu$	$s = 100\ \mu$	$s = 500\ \mu$	$s = 1\ 000\ \mu$
S 24	I	0,167 ± 0,013	0,054 ± 0,009	0,481 ± 0,101	1,942 ± 0,208
	II	0,207 ± 0,016	0,285 ± 0,016	0,821 ± 0,088	2,567 ± 0,239
	III	0,239 ± 0,014	0,263 ± 0,014	1,063 ± 0,110	3,493 ± 0,321
	M	0,205 ± 0,009	0,243 ± 0,006	0,826 ± 0,053	2,105 ± 0,148
S 23	I	0,140 ± 0,012	0,098 ± 0,010	0,524 ± 0,099	2,032 ± 0,192
	II	0,177 ± 0,016	0,372 ± 0,030	0,641 ± 0,072	1,520 ± 0,159
	III	0,179 ± 0,012	0,406 ± 0,028	1,338 ± 0,130	3,137 ± 0,287
	M	0,166 ± 0,007	0,332 ± 0,014	0,928 ± 0,055	2,249 ± 0,127
S 29	I	0,165 ± 0,012	0,238 ± 0,027	0,510 ± 0,097	1,029 ± 0,131
	II	0,318 ± 0,021	0,387 ± 0,020	0,560 ± 0,099	1,204 ± 0,135
	III	0,226 ± 0,016	0,310 ± 0,025	0,652 ± 0,070	1,530 ± 0,147
	M	0,239 ± 0,009	0,342 ± 0,013	0,568 ± 0,084	1,281 ± 0,081
S 27	I	0,235 ± 0,015	0,199 ± 0,013	0,676 ± 0,075	1,612 ± 0,176
S 28	II	0,232 ± 0,016	0,576 ± 0,048	1,706 ± 0,167	2,256 ± 0,214
	III	0,237 ± 0,016	0,423 ± 0,033	0,706 ± 0,073	2,202 ± 0,222
	M	0,235 ± 0,009	0,421 ± 0,020	1,020 ± 0,059	2,037 ± 0,118
S 25	I	0,162 ± 0,013	0,496 ± 0,051	0,567 ± 0,101	1,910 ± 0,202
	II	0,237 ± 0,015	0,532 ± 0,041	1,490 ± 0,169	2,054 ± 0,204
	III	0,248 ± 0,014	0,228 ± 0,035	0,489 ± 0,096	1,425 ± 0,155
	M	0,218 ± 0,008	0,442 ± 0,022	0,834 ± 0,054	1,797 ± 0,107
S 33	I	0,168 ± 0,012			
	II	0,220 ± 0,015			
	III	0,255 ± 0,016			
	M	0,215 ± 0,009			
S 31	I	0,143 ± 0,013	0,096 ± 0,016	0,494 ± 0,098	1,403 ± 0,176
S 32	II	0,338 ± 0,025	0,826 ± 0,043	2,376 ± 0,244	2,280 ± 0,230
	III	0,266 ± 0,015	0,403 ± 0,030	0,538 ± 0,099	1,069 ± 0,132
	M	0,252 ± 0,009	0,467 ± 0,020	1,157 ± 0,070	1,590 ± 0,100

tranche I (superficielle). Il en est sensiblement de même pour la couche III (au contact du support) des G 5.

Dans les émulsions G 5, les déformations les plus nombreuses et les plus importantes sont apparues dans la tranche centrale. Par contre, pour les émulsions R, elles sont apparues dans la tranche voisine du verre. Le mode de collage de l'émulsion sur le support paraît également intervenir.

Le collage n° 2 donne de meilleurs résultats dans l'ensemble.

D'une façon générale dans les deux types d'émulsion, ce sont les séchages rapides qui ont provoqué les déformations les plus marquées.

En ce qui concerne le glycérinage, il est apparu que le taux de 6 % semblait, quel que soit le mode de séchage, atténuer les déformations du 2e type.

Les plaques développées à froid (4°5) ont donné de bons résultats sans toutefois permettre de considérer la température du développement comme un facteur déterminant du spurious scattering.

2° Cellules de 500 microns et 1 000 microns. — Les différences secondes de diffusion parasite pour des cellules de 500 microns et de 1 000 microns ne sont pas directement comparables à celles obtenues pour 15 microns et 100 microns. Dans ces derniers cas, on admettait que les différences secondes caractérisaient les déformations ; il n'en est plus ainsi pour des cellules plus longues qui portent sur une longueur de trace en général supérieure à l'étendue d'une déformation.

Dans ce cas, la différence seconde moyenne résulte de la contribution des deux types de déformations envisagés, associés éventuellement à des déformations plus étendues.

Les résultats obtenus permettent de confirmer quelques-unes des conclusions précédentes : le collage n° 2 se révèle le plus satisfaisant, ce qui est particulièrement marqué dans la tranche III des G 5, et un glycérinage de 6 % associé à un séchage lent conduit à une diffusion parasite relativement faible et homogène dans toute l'épaisseur de la plaque.

Par contre les différences secondes de diffusion parasite pour des cellules de 500 microns et 1 000 microns ne sont pas systématiquement supérieures dans les plaques R à celles des plaques G 5.

Conclusions. — Si les causes de la diffusion parasite ne sont pas apparues nettement dans l'étude des différences secondes, nous pouvons cependant écarter quelques-unes des hypothèses avancées sur son origine.

Tout d'abord les bactéries ne nous semblent pas en cause comme l'avaient suggéré certains auteurs, car le fait qu'elles proliféreraient plus particulièrement dans certaines tranches d'émulsion paraît peu vraisemblable.

L'hypothèse des produits de fixage non éliminés pourrait être justifiée par les résultats de la plupart des plaques du type R qui sont apparues plus déformées près du verre. Mais ceci n'est pas confirmé par l'ensemble des émulsions G 5.

Le rôle joué par les conditions de séchage nous incite à penser que les déformations qui provoquent la diffusion parasite trouvent leur cause dans les tensions internes qui se créent dans la gélatine. Ces tensions peuvent être importantes et non homogènes dans le cas d'un séchage rapide dans lequel la faible vitesse de diffusion de l'eau ne peut équilibrer l'évaporation en surface. La non homogénéité des tensions provoque des glissements dans les couches de gélatine qui entraînent un déplacement des grains développés.

Les pellicules R nous ont été confiées par les soins du C. E. R. N. que nous remercions. L'exposition a été assurée à Saclay par M. Berthelot et les membres de son service que nous remercions vivement pour les facilités offertes.

Manuscrit reçu le 20 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Biswas (S.), Peters (B.) et Rama, *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1955, A, **41**, 154.
[2] Fay (H.), *Z. Naturforsch*, 1955, **10**, 572.
[3] Lohrmann (E.) et Teucher (M.), *Nuovo Cimento*, 1956, **3**, 59.
[4] Brisbout (F. A.), Dahanayate (C.), Engler (A.), Fowler (P. H.) et Jones (P. B.), *Nuovo Cimento*, 1956, **3**, 1400.
[5] Apostolakis (A. J.), Clarke (S. O.) et Major (J. V.), *Nuovo Cimento*, 1957, **5**, 337.
[6] Biswas (S.), Durga Prasad (N.), et Mitra, *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1957, **46**, 167.
[7] Depaux (B.), Desprez-Rebaud (S.) et Tsai-Chü, *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **250**, 4343 (les valeurs des e_2 sont plus petites que les $| \overline{D}_2 |$ que nousa vons trouvées, ces écarts peuvent provenir des émulsions comme ils peuvent provenir du mode de calcul choisi par ces auteurs).
[8] Shapiro (M. M.), *Hand. Physik*, Berlin, 1958, XLV, 399.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 2.
TOME 22, NOVEMBRE 1961, PAGE 35 A.

TECHNIQUE DE MESURE DES RÉSISTANCES ÉLECTRIQUES ÉLEVÉES AU MOYEN D'UNE CHAMBRE D'IONISATION

Par DANIEL BLANC et ERIC FORT,
Centre de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences de Toulouse.

ROBERT LACOSTE et JEAN LAGASSE,
Laboratoire de Génie Électrique, E. N. S. E. E. H. T., Toulouse.

Résumé. — Une chambre d'ionisation, utilisée comme source de courant, permet la mesure précise de résistances électriques élevées [1], [2]. On précise ici la mise en œuvre de cette technique.
La méthode la plus simple consiste à maintenir constante la tension appliquée à l'ensemble du circuit ; les résistances ne sont mesurables que si elles sont faibles par rapport à la résistance interne de la chambre : pour une résistance interne de 10^{16} ohms, la limite est voisine de 4.10^{14} ohms.
Il est plus intéressant de maintenir constante, par compensation, la tension entre les électrodes de la chambre : on n'a plus à craindre une diminution importante de l'intensité du courant d'ionisation et la seule limite pratique réside dans la valeur maximale de la tension que peut supporter la résistance à mesurer, valeur imposée par l'intensité du courant débité par la source. Cette méthode a été appliquée à l'étude de divers isolants en feuilles minces, notamment des micas.

Abstract. — An ionization chamber acting like a current source allows accurate measurements of high electric resistances [1], [2]. The working up of this technic is explained here.
In the simplest method, the voltage applied to the whole circuit is maintained constant. The measures are limited to resistances, the values of which are small as compared to the internal resistance of the chamber : with an internal resistance of 10^{16} ohms, the limit is near 4.10^{14} ohms.
To keep up constant the voltage between the electrodes of the chamber, by a method of compensation, is more interesting ; an important reduction of the current crossing the chamber is not to be feared ; the only practical limit lies in the maximum voltage that the resistance under measure can support, this maximum voltage being imposed by the current supplied by the source. The method has been used to study various thin dielectrics sheets, more particularly micas.

Dans nos publications précédentes [1], [2], nous avons exposé le principe de la mesure de résistances électriques élevées au moyen d'une source de courant ; nous avons montré qu'une chambre d'ionisation répond à la définition d'une telle source et que, connaissant la valeur constante de l'intensité du courant débité, la détermination d'une résistance se ramène à la mesure de la chute de tension entre ses bornes.

Nous donnons dans ce qui suit quelques précisions sur la mise en œuvre de cette technique.

Nous indiquerons d'abord les notations, en utilisant la figure 1, qui donne l'allure de la caractéristique électrique $i = f(V)$ d'une chambre d'ionisation sous irradiation constante : V_0 est la tension appliquée à l'ensemble du circuit, V la différence de potentiel entre les électrodes de la chambre ; V et i_s représentent, respectivement, l'abscisse et l'ordonnée du point A, définissant le début de la partie linéaire de la caractéristique.

La courbe $i = f(V)$ représente la caractéristique statique de la source : c'est celle que l'on obtient en toute rigueur lorsque la résistance du circuit extérieur est nulle, ou, pratiquement, tant que sa valeur R demeure faible devant la résistance interne ρ de la chambre [1], [2]. Nous avons expérimenté deux méthodes de mesure, que nous allons maintenant exposer.

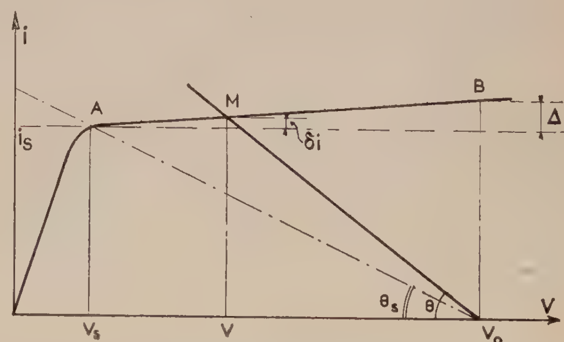


FIG. 1. — Représentation graphique du fonctionnement de la chambre d'ionisation dans le cas où V_0 est constante.

Première méthode : V_0 = constante. — Les figures 2*a* ou 2*b* représentent le schéma du montage électrique, selon que la détermination de la différence de potentiel aux bornes de l'échantillon s'effectue directement sur un voltmètre ou par l'intermédiaire d'une tension en opposition.

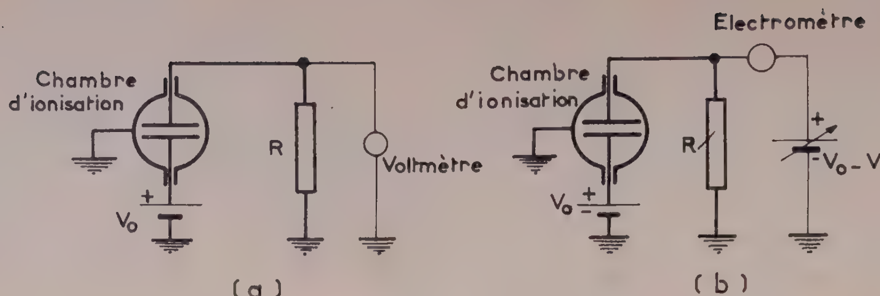


Fig. 2. — Montages de mesure (V_0 = constante).

Pour déterminer les limites théoriques du procédé, il faut se reporter à la figure 1 : la droite de charge, d'équation

$$i = -(1/R)(V - V_0),$$

et de pente

$$\operatorname{tg} \theta = -1/R,$$

coupe la caractéristique au point M, représentatif du fonctionnement du circuit.

Pour que l'on puisse considérer le courant i comme constant, il faut que M se trouve entre les extrémités A et B du palier. On ne peut donc mesurer valablement que les résistances dont les valeurs sont comprises entre zéro et $\left|\frac{1}{\operatorname{tg} \theta_s}\right| = R_s$, qui correspond au point A :

$$R_s = \frac{V_0 - V_s}{i_s} \ll \rho = \frac{V_0 - V_s}{\Delta i}.$$

Parmi les chambres d'ionisation que nous utilisons se trouve une chambre cylindrique remplie d'air sous la pression de 2 cm de mercure [3]. Voici quels sont les paramètres principaux de cette chambre :

$$\begin{cases} V_0 - V_s = 700 \text{ volts} \\ i_s = 2.10^{-12} \text{ A} \\ \Delta i = 10^{-13} \text{ A}. \end{cases}$$

On en déduit :

$$\begin{cases} \rho = 10^{16} \text{ ohms} \\ R_s = 3{,}5.10^{14} \text{ ohms}. \end{cases}$$

Un inconvénient de cette méthode réside dans le fait que, le palier de la caractéristique statique de la source n'étant pas parfaitement horizontal, on ne connaît le courant i qu'avec une certaine approximation.

Si l'on prend i_s comme valeur de ce courant, on voit sur la figure 1 que l'erreur η sur la mesure d'une résistance R est ;

$$\eta = \delta i / i_s ;$$

sa valeur maximale $\eta_m = \Delta i / i_s$ est de l'ordre de 5 %, dans la cas de la chambre précédente.

La précision s'améliore donc lorsque ρ augmente et que l'on mesure des valeurs R tendant vers la limite supérieure R_s.

Notons enfin que, si l'on peut reculer cette limite en utilisant une tension V_0 plus élevée, l'augmentation corrélative de δi diminue proportionnellement la précision, pour une résistance donnée.

Seconde méthode : V = constante. — On maintient constante la tension V aux bornes de la chambre, en compensan la différence de potentiel V_R qui apparaît aux bornes de la résistance à mesurer. Le schéma du montage est donné sur la figure 3.

Pour différentes valeurs de R, la droite de charge tourne autour du point C d'abscisse V_c (*fig.* 4), ce qui entraîne une variation de V_0.

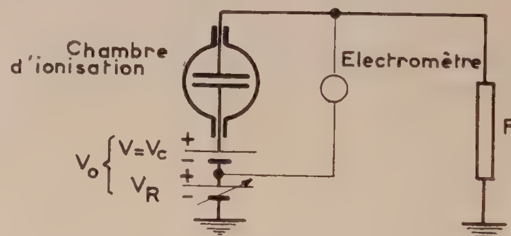


Fig. 3. — Montage de mesure (V = constante).

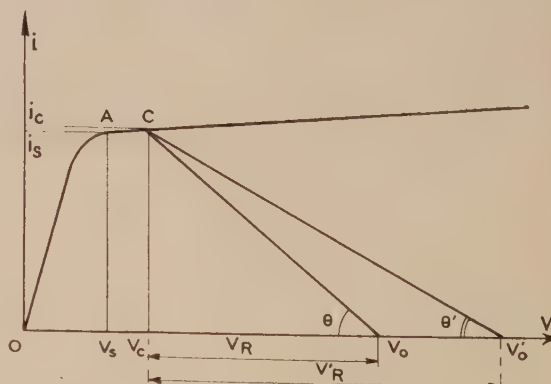


Fig. 4. — Représentation graphique du fonctionnement de la chambre d'ionisation, dans le cas où $V = V_c$ = constante.

Ce dispositif présente sur le précédent un certain nombre d'avantages : quelle que soit la valeur de R, le courant conserve une valeur i_c rigoureusement constante. L'étalonnage de la chambre ne porte plus que sur la mesure préalable de cette grandeur dont la valeur peut être parfaitement connue grâce à un système intégrateur : on effectue la charge partielle d'un condensateur à très faibles pertes, que l'on décharge dans un circuit de comptage, et ceci un nombre de fois d'autant plus grand que l'on recherche une précision plus élevée.

Un autre intérêt de cette seconde méthode est le suivant : la tension de compensation V_r donne directement la valeur de la différence de potentiel aux bornes de R et il n'est plus nécessaire, comme dans le cas de la figure 2a, de disposer d'un appareil de mesure de résistance interne très élevée : il suffit que l'électromètre, utilisé comme appareil de zéro, possède une seule sortie à très haut isolement.

Ajoutons que l'on peut envisager de mesurer n'importe quelle résistance, sans que l'on ait à craindre une diminution du courant débité par la chambre, c'est-à-dire sans que l'on ait à connaître, d'avance, l'ordre de grandeur de l'élément à étudier. La seule limite pratique réside dans la valeur maximale de la tension que peut supporter la résistance à mesurer, valeur qui est imposée par l'intensité du courant débité par la source.

Enfin, la méthode proposée, qui pourrait être mise en œuvre avec une source de courant imparfaite, prend toute sa valeur lorsque l'on utilise une source de forte résistance interne : le courant i_c demeure alors très stable sans que l'on ait à utiliser des sources de tension elles-mêmes hautement stabilisées.

Une dernière remarque concerne le choix du point de fonctionnement C : pour limiter l'amplitude des tensions appliquées, V_c doit être aussi voisin que possible de V_s ; cependant, pour s'assurer que la chambre d'ionisation travaille dans la partie presque horizontale de sa caractéristique et pour éviter tout risque de perturbation sur l'intensité dû à des fluctuations de l'alimentation, il y a lieu de maintenir un léger écart entre ces deux valeurs. Dans le cas de notre dispositif, où V_s est voisin de 100 volts, nous avons pris $V_c = 130$ volts.

Conclusion. — Le système de mesure, que représentent les figures 5 et 6, nous a permis, dès à présent, par application de la seconde méthode que nous venons de décrire, d'étudier différents isolants en feuilles minces, notamment des micas, dont les échantillons présentaient des résistances atteignant 3.10^{14} ohms. Le courant d'ionisation (2.10^{-12} A) est encore trop important pour que l'on puisse espérer atteindre pratiquement des valeurs supérieures à 10^{16} ohms, car la différence de potentiel aux bornes de l'éprouvette dépasserait

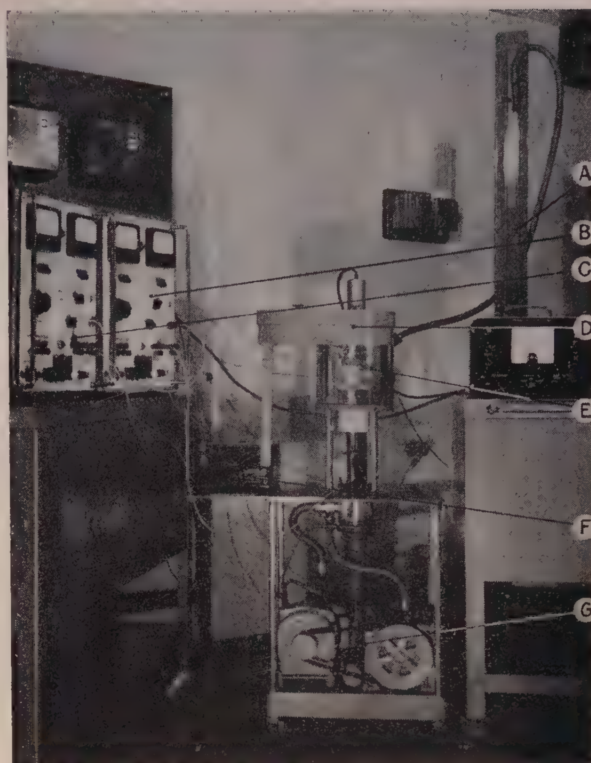


Fig. 5. — Ensemble du système de mesure des résistances électriques élevées.

A : Mesure de la pression. — B : Alimentation, tension V_c. — C : Alimentation V_r. — D : Boitier de mesure. — E : Chambre d'ionisation. — F : Électromètre. — G : Groupe de vide.

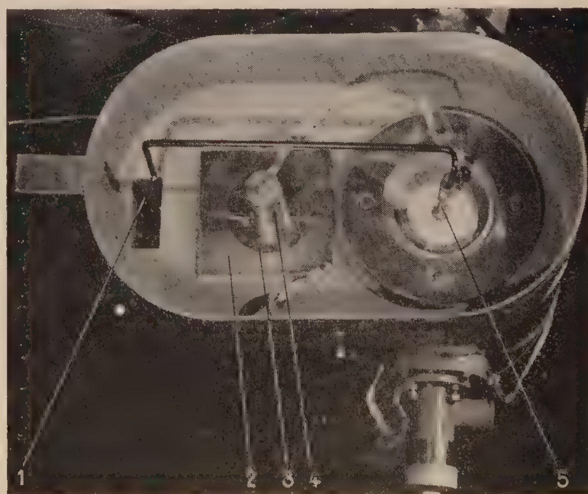


Fig. 6. — Intérieur du boîtier de mesure. 1 : Vers l'électromètre. — 2 : Échantillon. — 3 : Électrodes métallisée. — 4 : Contre électrode. — 5 : Sortie de la chambre d'ionisation.

alors 20 000 volts; néanmoins, nous pensons pouvoir obtenir des intensités sensiblement plus faibles en construisant de nouvelles chambres d'ionisation, seules sources de courant dont l'emploi puisse être envisagé dans la gamme de résistances que nous nous proposons de mesurer.

Manuscrit reçu le 21 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Blanc (D.), Fort (E.), Lacoste (R.) et Lagasse (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 2984.
[2] Blanc (D.), Fort (E.), Lacoste (R.) et Lagasse (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 52-A.
[3] Fort (E.), L'utilisation d'une chambre d'ionisation comme source de courant. Thèse de Doctorat de spécialité (Physique Nucléaire), Toulouse, 1960, n° 56.

REVUE DES LIVRES

Prache (P.-M.), **Structures granulaires ferromagnétiques.** (1 vol., broché de 80 pages 21 × 29 cm, avec 71 figures, Dunod, Paris, 1957, 12 N. F.)

Les structures granulaires en question sont des corps solides formés de grains de dimensions sensiblement uniformes répartis, avec une densité constante, dans un milieu intersticiel possédant des propriétés électriques et magnétiques différentes de celles de la matière des grains. On suppose en outre que ces grains sont isotropes et monodomaines, c'est-à-dire constitués chacun par un seul domaine de Weiss. L'auteur présente une théorie élémentaire et cohérente du ferromagnétisme de ce genre de substances, avec application aux ferrites.

L'ouvrage se divise en trois parties : I. Action d'un champ continu ou lentement variable (Historique et généralités. — Étude de l'énergie. — Distribution des aimantations en l'absence de champ extérieur. — Action d'un champ extérieur). — II. Action des champs alternatifs (Théorie élémentaire des effets gyromagnétiques. — Mouvement de l'électron. — Susceptibilité complexe d'un grain. — Susceptibilité complexe d'une structure granulaire en l'absence de champ continu extérieur. — Action du champ alternatif en présence d'un champ continu superposé). — III. Électrodynamique et magnétodynamique (Calcul des paramètres effectifs. — Applications). Une série d'annexes contiennent certains calculs qui eussent alourdi le texte.

M. Jessel.

Leymonie (C.), **Les traceurs radioactifs en métallurgie physique** (1 vol. 14 × 22 cm, 240 p., 43 fig., Dunod, Paris 1960, prix : 32 N. F.).

Cet ouvrage, extrêmement clair, mérite d'être lu par les métallurgistes et tous ceux qui s'intéressent à la physique du solide.

Dans un premier chapitre de généralités, il est rappelé en quoi consistent les traceurs radioactifs, les moyens de les produire, les moyens de les détecter. Le choix d'un traceur radioactif est particulièrement bien étudié et les caractéristiques de quelques radio-éléments produits dans les piles à neutrons sont données.

Les autres chapitres sont consacrés aux applications : Diffusion, Ségrégation, Réactions et mécanismes superficiels, Équilibre d'une vapeur et d'une phase condensée, Équilibre des laitiers. Il ne pouvait être question de présenter en quelques pages les aspects théoriques et pratiques de tous ces problèmes qui touchent à toute la métallurgie. L'auteur a choisi, avec raison, de rappeler les principes qui régissent ces phénomènes et d'étudier l'apport des traceurs radioactifs dans le domaine considéré. Il a situé cet apport vis-à-vis des autres techniques de la métallurgie. Il présente de manière logique toutes ces différentes techniques et sa lecture permet d'aborder avec un esprit averti les articles plus spécialisés.

C. Moretti.

Sedov (L. I.), **Similarité et méthode dimensionnelle en mécanique**, traduit sur la 4e éd. russe par Friedmann M. Un vol. relié, de 363 pages (Cleaver-Hume Press, Londres, for Infosearch) 1960.

Signalons la traduction anglaise de cet ouvrage classique russe, à partir de l'édition de 1956. Il s'adresse principalement aux aéro- et hydrodynamiciens, mais aussi aux astrophysiciens. Il est extrêmement complet et orné de planches et de graphiques. I. Théorie générale des dimensions. II. Similarité modèles et exemples d'applications de l'analyse dimensionnelle (pendule, courant dans un tuyau, transfert de chaleur, mouvement d'un navire, entrée d'un coin dans l'eau, vagues, mouvements des fluides compressibles. III. Application à la théorie du mouvement d'un fluide visqueux et à la turbulence. IV. Mouvement non stationnaire à une dimension d'un gaz (chocs, problème du piston, explosion et implosion, détonation sphérique, propagation d'une flamme, amortissement d'une onde de choc etc...). V. Astrophysique : relations entre luminosité, rayon, masse.) Variation de brillance des céphéïdes, apparitions des novae et supernovae.

J. Winter.

SUPPLÉMENT AU N° 2.
TOME 22, FÉVRIER 1961, PAGE 39 A.

PALIERS POUR ROTORS TOURNANT A GRANDE VITESSE

Par G. GOBERT,
S. P. N. B. E., C. E. N., Saclay.

Résumé. — Nous présentons diverses expériences qui nous ont permis l'élaboration de paliers dont les vitesses tangentielles entre pièces fixes et mobiles sont supérieures à 300 m/s pour des vitesses angulaires supérieures à 3 000 tours/s.

Abstract. — We give the results of various experiments which have made possible the design of bearings such that the relative tangential velocity between static and dynamic parts is greater than 300 m/s for angular speeds greater than 3 000 r. p. s.

Introduction. — Lors des études que nous avons entreprises pour la construction de sélecteurs mécaniques de neutrons et la réalisation d'appareils présentant de grandes vitesses angulaires (quelques milliers de tours par seconde), nous avons été conduits à mettre au point un palier dans lequel la vitesse de rotation de la pièce tournante ne soit pas limitée par des raisons technologiques comme c'est le cas pour les roulements à billes.

A cette fin, après examen des procédés magnétiques, hydrauliques et pneumatiques, nous avons choisi, pour des raisons de simplicité et de commodité, d'utiliser le principe pneumatique avec l'air comprimé comme gaz. Le principe consiste à séparer, par un film gazeux, un plan mobile d'un plan fixe.

Étude du film d'air. — Il nous fallait : obtenir un film continu et porteur ; d'après les caractéristiques de ce film, définir les pièces maîtresses du palier.

Nous avons utilisé, pour cette analyse, trois types d'appareils constitués de deux disques à faces parallèles, libres axialement (*fig.* 1). Le disque inférieur est resté fixe. Le disque supérieur est fixe ou mobile suivant les expériences envisagées. L'air comprimé arrive par des gicleurs répartis symétriquement sur la face du disque inférieur. Les mesures ont été effectuées sur les deux faces.

Les prises de pression sont situées de part et d'autre d'un gicleur et réparties sur le même axe que celui-ci suivant un plan circulaire et sur un plan radial. Nous avons fait deux séries de mesures.

a) *Le disque inférieur fixe est solidaire du bâti. Le disque supérieur est libre axialement mais ne tourne pas.*

Les résultats des mesures sont portés sur les figures 2 et 3. Nous avons constaté l'apparition d'une zone de pressions négatives par rapport à la pression atmosphérique aux abords du gicleur, due soit à un écoulement où la vitesse du gaz atteint la célérité locale du son, soit à un écoulement sur point d'arrêt. Dans le plan radial on constate, sur

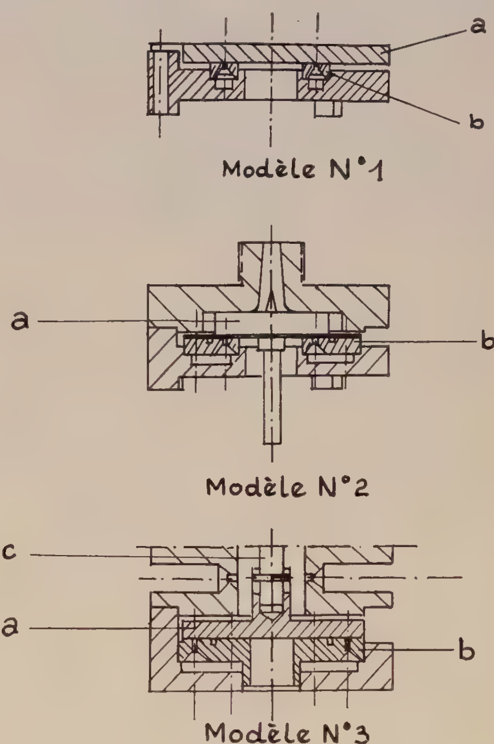


Fig. 1.

Modèle n° 1 :

a = disque (30 g) (plan de mesures).
b = butée : 4 gicleurs Ø 1 mm sur Ø 20 mm.

Modèle n° 2 :

a = disque et turbine (poids = 27 g).
b = butée : 4 gicleurs Ø 1 mm sur Ø 20 mm.
4 gicleurs Ø 1 mm sur Ø 34 mm.

Modèle n° 3 :

a = disque (poids = 22 g).
b = butée : 6 gicleurs Ø 0,5 mm sur Ø 20 mm.
6 gicleurs Ø 0,5 mm sur Ø 32 mm.

le premier appareil de largeur 6 mm, que les pressions mesurées autour du gicleur sont négatives, ce

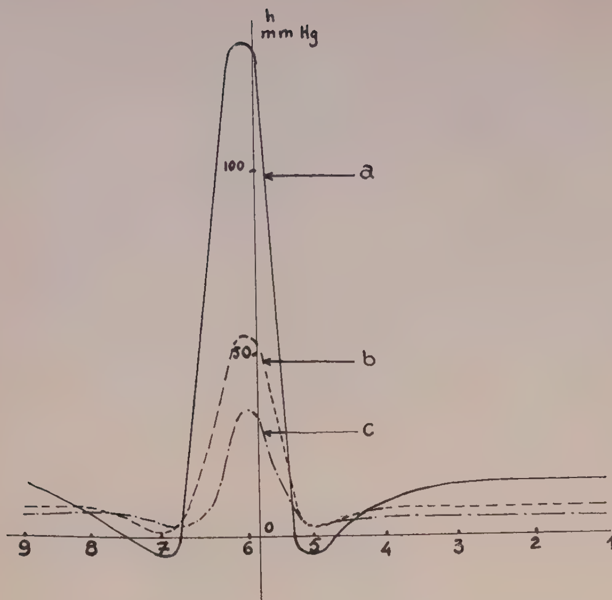


Fig. 2. — Répartition des pressions suivant le plan circulaire modèle n° 2 ; en abscisses entraxes des prises de pression échelle 10 ; gicleur au point 0 ; *a-b-c* courbes correspondant aux pressions dans le circuit d'alimentation de 3 kg/cm²-*a*, 1 kg/cm²-*b*, 0,5 kg/cm²-*c*.

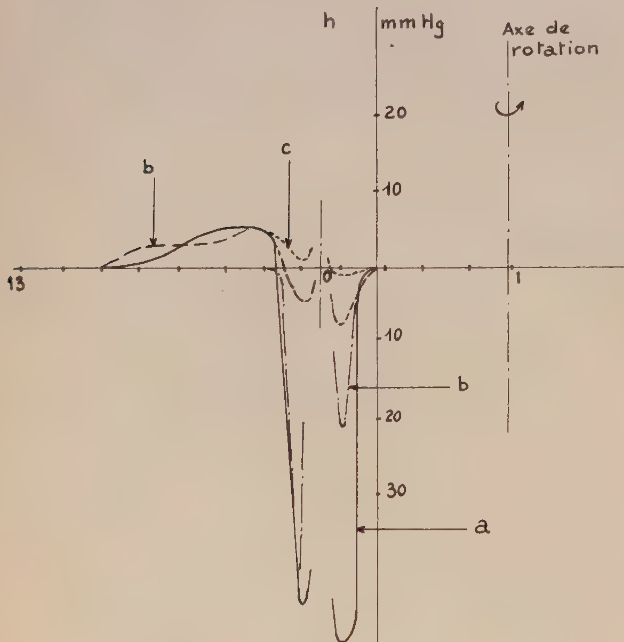


Fig. 3. — Répartition des pressions suivant le plan radial modèle n° 2 ; en abscisses entraxes des prises de pression échelle 5 ; gicleur au point 0.

qui montre l'existence d'un écoulement gazeux avec décollement de la paroi. Par contre sur le modèle n° 2 de largeur 12 mm, apparaît une zone de pressions positives, qui donne naissance à un film gazeux sous pression de plus grande largeur, rendant l'ensemble plus rigide et plus stable et qui élimine les vibrations observées sur le premier type d'appareil lorsqu'on utilise des pressions supérieures à 1 kg/cm².

b) *Cas du disque supérieur tournant.*

Lorsque le disque supérieur était au repos, nous étions en présence d'une répartition de pression symétrique par rapport au gicleur ; dans le cas présent il faut tenir compte de la vitesse tangentielle du plan mobile par rapport à la section d'écoulement ; on associe aux relations donnant la vitesse d'écoulement avec frottement, celles donnant la vitesse des filets fluides entraînés par viscosité.

Dans le cas où la rotation du disque modifie la loi de variation de vitesse avec l'épaisseur du film fluide, la répartition des pressions ne s'effectue plus de façon symétrique par rapport au gicleur. L'importance de cette dissymétrie est fonction du rapport de la vitesse tangentielle du plan mobile à celle d'écoulement.

La hauteur qui sépare les disques se définit par l'équilibre des pressions du film avec la surcharge répartie sur le disque libre (*fig.* 4) ; elle reste constamment petite ; dans notre cas la section d'écoulement qui en résulte impose pour les débits consi-

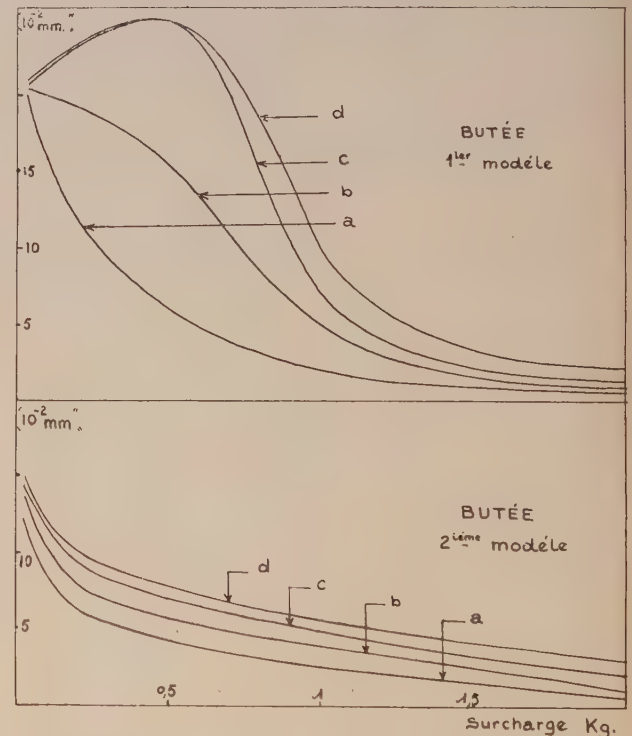


Fig. 4. — Épaisseur du film d'air pour différentes surcharges, étude avec les modèles n° 1 et 2.

Pression du circuit d'alimentation : $a = 1$ kg/cm².
$b = 2$ kg/cm².
$c = 3$ kg/cm².
$d = 4$ kg/cm².

dérés des vitesses élevées aux filets fluides. Elles rendent négligeable l'influence des vitesses tangentielles du disque lorsque celui-ci est animé de faibles vitesses de rotation.

Lorsque les vitesses tangentielles deviennent importantes et voisines de celles d'écoulement du gaz, les pressions n'étant plus symétriques peuvent avoir pour effet de définir des zones de pressions négatives étalées où le film ne serait plus porteur et, d'après l'étendue de ces zones, un processus de grippage peut apparaître plus ou moins rapidement. Les résultats d'essais sont portés sur les figures 5 et 6.

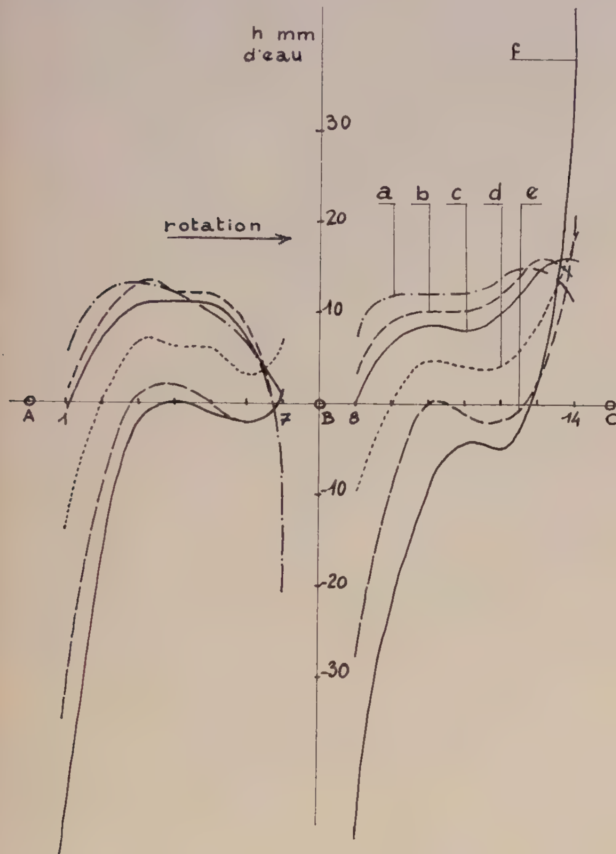


Fig. 5. — Répartition des pressions suivant le plan circulaire modèle n° 3.

En abscisses entraxes des prises de pressions échelle 5. A-B-C gicleurs.

Pression générale dans le circuit d'alimentation 0,72 kg/cm².

Vitesse du disque au plan de mesures

0		*a*
21	m/s	*b*
41,5	m/s	*c*
83	m/s	*d*
119	m/s	*e*
166	m/s	*f*

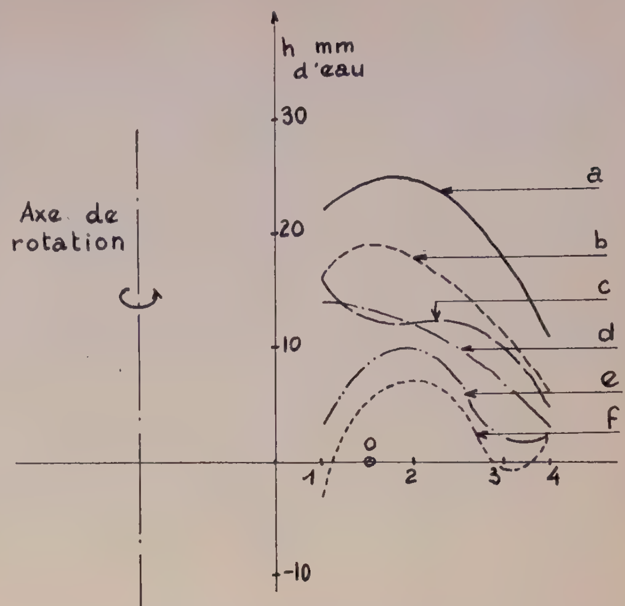


Fig. 6. — Répartition des pressions suivant le plan radial modèle n° 3 ; en abscisses entraxes des prises de pression ; échelle 5 ; gicleurs en O.

Mêmes conditions d'étude que précédemment.

Appareils. — Les appareils construits doivent être capables : de supporter les poussées axiales ; de définir la position radiale du rotor ; de contrôler à chaque moment les variations d'épaisseur du film gazeux.

Après une étude systématique, nous avons réalisé un ensemble où : la poussée axiale est compensée par une butée plane (ensemble de deux disques) du deuxième type ayant servi à l'étude du film d'air ; la position suivant le plan radial est

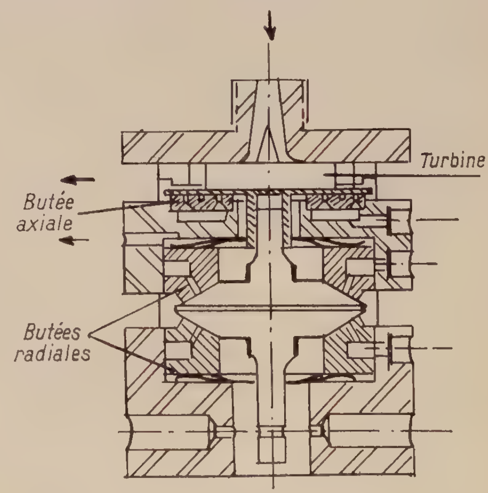


Fig. 7. — Appareils d'essais. Poids total des pièces tournantes (turbine + rotor conique) 112 grammes.

Diamètre du disque de turbine : 4 cm.
Diamètre du rotor conique : 3,6 cm.

assurée par deux butées coniques dont les faces mobiles définissent les limites d'un rotor et dont les faces fixes font partie de pièces placées librement dans l'alésage du bâti. Ces dernières reposent sur des ressorts dont le rôle est de maintenir l'état d'équilibre du film.

Les résultats de cet appareil (*fig.* 7) que nous avons ainsi étudié, et en partie usiné par les Établissements Serimeca sont traduits par les courbes de la figure 8.

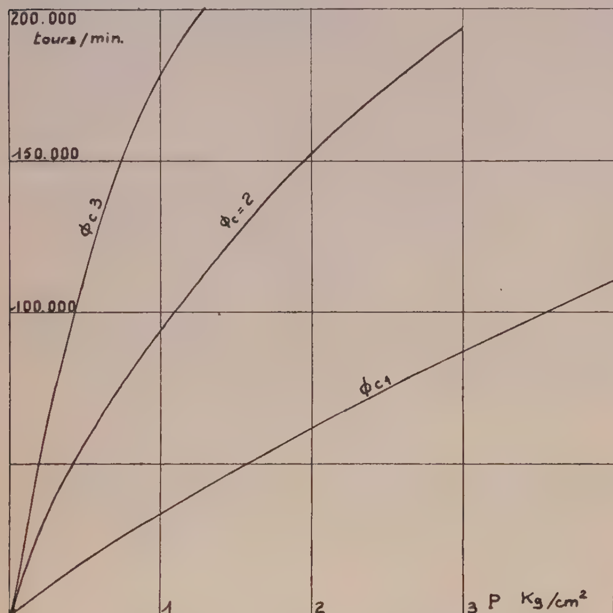


FIG. 8. — Courbes de vitesse de l'ensemble turbine-rotor conique en fonction de la pression en amont du col de la tuyère d'injection de la turbine et en fonction du diamètre de ce col.

$Ø_{C_1} = 4$ mm.
$Ø_{C_2} = 5$ mm.
$Ø_{C_3} = 8$ mm.

Vitesses périphériques à 200 000 tours/mn : disque de turbine 418 m/s, rotor conique 375 m/s.

Conclusions. — 1. — Pour une pression d'injection déterminée et pour une charge constante la hauteur qui sépare les pièces fixes et mobiles une fois déterminée reste invariable, le système est parfaitement stable.

2. — En augmentant la pression d'alimentation, les courbes de répartition de pression relevées conservent la même forme et restent voisines ; on accentue simplement la pente de la région proche du gicleur, ce qui assure une meilleure stabilité ; la variation du débit n'affecte pas la résultante des pressions pour un équilibre donné ; par contre en maintenant l'effort constant, l'augmentation de débit imposé par l'accroissement de la pression d'alimentation élève quelque peu l'espace qui sépare les deux parois.

3. — Lorsqu'on travaille avec deux axes de gicleurs, le débit augmente, et l'équilibre des pressions conduit à un affaiblissement de la cote de séparation des faces, observé lorsque le montage ne possède que 4 gicleurs, de ce fait on donne de la rigidité à l'ensemble et on assure une meilleure stabilité et continuité du film d'air.

4. — Lorsqu'une des faces qui composent la butée est mobile on peut énoncer que, pour des vitesses n'excédant pas 40 m/s, les courbes de pressions restent sensiblement identiques ; au-delà de cette vitesse la face mobile a pour effet de déplacer les zones de pressions positives (film porteur) et d'élargir les zones de pressions négatives ; il s'ensuit que l'équilibre des pressions modifie l'épaisseur du film avec la vitesse, ce qui amène des complications technologiques pour atteindre les valeurs de vitesse voulues en passant par les régimes transitoires.

Pour lutter contre cet effet dans nos montages, nous avons libéré axialement les coussinets. La poussée du film d'air, en séparant les pièces fixes et mobiles, comprime légèrement les ressorts lesquels facilitent le maintien de l'équilibre des pressions du film en fonction de la vitesse. Par ailleurs les qualités d'amortissement de ces ressorts facilitent le fonctionnement des vitesses critiques.

Manuscrit reçu le 5 janvier 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BEAMS (J. W.), *Conf. Amer. Phys. Soc.*, janvier 1959, New-York.
[2] STODOLA, Paliers de turbines à vapeur. Dunod, Paris, 1925.
[3] LELOUP, Étude de la lubrification et calcul des paliers. Dunod, Paris, 1954.
[4] FROSSEL (W.), Phénomènes remarquables liés aux paliers à grandes vitesses de rotation. *Z. Angew. Math. Phys. Schweiz.*, 1958, **96**, 516, 285-292. Traduction C. E. A. n° A 681.
[5] WALZ (A.), Théorie approchée pour le calcul des couches limites d'un écoulement. *Z. Angew. Math. Phys. Schweiz.*, 1958, **96**, 5/6, 695-709. Traduction C. E. A. n° A 774.
[6] BRILLOUIN, Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz. Frottement de mobiles dans les fluides. Gauthier-Villars, Paris, 1907 (p. 61 à 114).
[7] COMOLET, Écoulement d'un fluide entre deux plans parallèles. Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air n° 334, Paris, 1957.
[8] PRANDTL, Guide à travers la mécanique des fluides. Dunod, Paris, 1952.
[9] GOBERT, Paliers à gaz pour rotors à grandes vitesses. Rapport intérieur SPNBE n° 5.

SUR LE CHAMP ÉLECTRIQUE DANS LA LAMPE A CATHODE CREUSE

Par H. FONTAINE et J. BROCHARD,
Faculté des Sciences de Lille.

Résumé. — Des mesures portant sur la raie interdite $2\,^1P - 4\,^1F$ de l'hélium ont permis d'étudier le champ électrique dans la lampe à cathode creuse. Les déterminations ont porté sur la densité d'ions caractérisant le champ interionique dans la tache cathodique, et sur le champ dirigé dans la gaine cathodique. Il est en outre montré que la lumière utile d'une lampe à cathode creuse contient toujours de la lumière provenant de la gaine, lumière qui est susceptible d'altérer certaines mesures de précision.

Abstract. — Measurements on forbidden line $2\ ^1P - 4\ ^1F$ of helium allow us to investigate the electric field in a hollow cathode discharge. Valuations have been made of ion density, which characterises interionic field in the cathodic spot, and also of the directed field in cathodic sheath. Besides, it is also shown that useful hollow cathode light always contains light coming form the sheath, which light is likely to modify certain précision measurements.

La lampe à cathode creuse de Schüler [1] est couramment utilisée en spectroscopie parce qu'elle permet d'obtenir des raies fines avec une brillance notable. La partie lumineuse est en effet la lueur négative, région où le champ électrique moyen est faible, le champ interionique, par contre, doit être au moins aussi important que dans la colonne positive puisque la lueur négative est une région de forte densité électronique.

On sait peu de chose du champ électrique dans la lampe à cathode creuse [2]. Nous avons fait une étude sommaire de ce champ afin de savoir s'il est susceptible d'altérer les mesures spectroscopiques de précision.

Nous avons travaillé uniquement avec de l'hélium. Pour jauger le champ électrique nous avons étudié la transition interdite $4\,^1F \rightarrow 2\,^1P$ (4 920,59 A) dont elle dérive. Pour les bases de l'étude théorique et la bibliographie on pourra se reporter à un travail similaire portant sur la colonne positive [3].

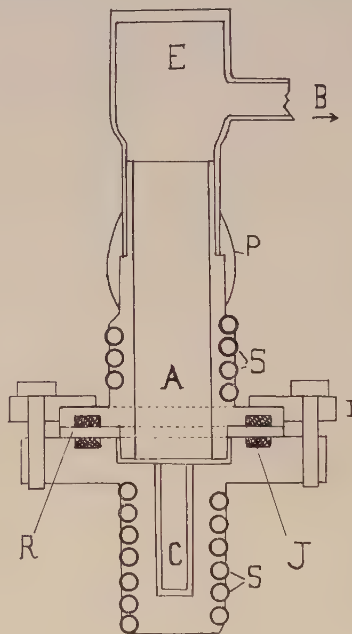


Fig. 1. — Lampe à cathode creuse (coupe).
A : anode en fer ; C : cathode en fer gainée d'aluminium ; E : embout et fenêtre en pyrex ; P : joint en picéine ; R : rondelle de verre ; I : rondelle isolante ; S : serpentins ; J : joints toriques ; B : vers les pièges et le banc de remplissage.

Dispositif expérimental. — Nos mesures ont porté sur une lampe unique dont le schéma est donné par la figure 1. Cette lampe est montée sur un banc de remplissage de conception classique ; la pureté de l'hélium est assurée par un piège à charbon actif dans l'air liquide et une réserve de gaz de 2 litres permet de maintenir la pression de gaz à peu près constante au cours d'une mesure.

En série avec la lampe une résistance ballast variable assure la stabilité. L'ensemble est alimenté, à partir de l'alternatif stabilisé, par une source de courant continu redressé et filtré pouvant débiter jusqu'à 1,6 ampère sous une tension variable de 0 à 1 kilovolt.

Le métal de la cathode est de l'aluminium très pur ne donnant pas de raie parasite gênante. Le diamètre du trou cathodique est de 7 mm et avec l'hélium le meilleur fonctionnement a lieu pour des pressions de l'ordre de 2 mm de mercure. La lampe et son alimentation ne sont conçues que pour travailler à des pressions voisines de l'optimum : au-dessous de 1 mm de mercure l'allumage est difficile le fonctionnement est peu stable et la pulvérisation abondante ; au delà de 3,5 mm la décharge s'éta-

blit dans la partie annulaire d'épaisseur 1 mm séparant l'anode de la cathode. Nos mesures ont donc été limitées à un intervalle étroit de pression.

Nous avons utilisé un grand spectrographe monté à l'Institut de Physique de Lille et permettant l'enregistrement photoélectrique direct dans de bonnes conditions par rotation d'un réseau [4], [5]. Les flux étant faibles, la cellule photoélectrique était refroidie à l'azote liquide et couplée à un enregistreur potentiométrique Philips par l'intermédiaire d'un adapteur d'impédance. L'élément dispersif du spectrographe est un grand réseau Bausch et Lomb de 308,57 traits au millimètre et de dimensions utiles 106 mm × 200 mm ; nous l'avons utilisé dans le 12e ordre le plus lumineux pour les raies étudiées.

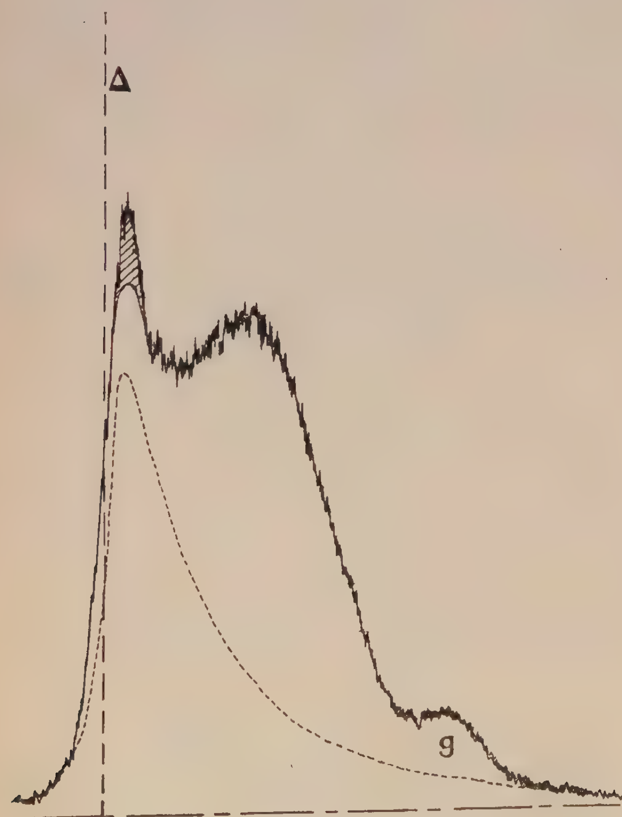
Malheureusement le réseau donne des « ghosts » très intenses et le second ghost de la raie permise coïncide exactement avec la raie interdite. Si I est l'intensité de la raie permise, celle du second ghost $I/91$ est supérieure à l'intensité i de la raie interdite. L'intensité de ce second ghost a pu être réduite à $0{,}25\ 10^{-3}\ I$ par l'emploi d'un petit réseau prémonochromateur, dont la bande transmise relativement plate était maintenue fixe au cours d'un enregistrement.

Ce prémonochromateur, très imparfait et susceptible de déréglages thermiques est cependant une cause d'imprécision.

Champ dans la tache cathodique. — Dans la tache cathodique (lumière négative) le champ important est le champ interionique, champ fluctuant en direction et en intensité. Ce champ est directement lié à la densité d'ions et la mesure la plus convenable semble être celle de l'intensité i_0^d de la raie interdite dans une bande de largeur donnée d. Cette bande a été choisie égale à 0,3 δ, δ étant l'intervalle qui sépare le niveau $4\ {}^1F$ du niveau $4\ {}^1D$ soit encore la distance séparant la raie permise de l'origine (position à champ nul) de la raie interdite.

En admettant que les ions positifs et les électrons agissent pratiquement comme s'ils étaient au repos, les formules générales établies antérieurement [3] donnent numériquement :

$$i_0^{0,3\delta}/I \simeq 1{,}9\ 10^{-16}\ N$$



2*a*) 1,2 ampère, 1,5 mm de mercure. En pointillé, la contribution présumée du champ interionique à la raie interdite.



2*b*) 0,6 ampère, 2,3 mm de mercure, la raie interdite doit la majeure partie de son intensité au champ interionique.

FIG. 2. — Raie interdite $4\ {}^1F \to 2\ {}^1P$ dans la tache cathodique ; Δ origine de la raie.
g 1er ghost de la raie interdite et 2e ghost de la raie permise. La partie hachurée représente la correction de ghost.

où N est le nombre de charges élémentaires libres par cm³. Une fois le ghost réduit les premiers enregistrements obtenus ont fait apparaître un dédoublement de la raie interdite. Ce dédoublement qui croît avec le courant s'explique comme suit :

La première composante est la raie interdite cherchée due au champ interionique, elle présente un maximum peu déplacé par rapport à son origine Δ. La seconde composante, composante parasite beaucoup plus déplacée, est émise par la gaine cathodique ; cette gaine lumineuse étroite est située très près des parois de la cathode et est le siège d'un champ moyen important.

En ne projetant sur la fente du spectrographe que le centre de la tache cathodique on affaiblit la raie parasite mais on ne l'élimine pas. L'aspect de la raie interdite dépend du courant et de la pression, la figure 2 donne, dans le cas de faibles corrections de ghost, deux enregistrements typiques. L'enregistrement 2*a* correspond à un cas peu favorable (pression faible, courant fort) le dédoublement est très net, la composante parasite est intense et l'intensité de la composante due au champ interionique ne peut être que grossièrement estimée. L'enregistrement 2*b* correspond à un cas favorable où la composante parasite est à peine visible.

La mesure de l'intensité I de la raie permise est sntachée d'une erreur d'auto-absorption qui doit être corrigée. L'auto-absorption ne peut être meeurée directement aussi n'avons nous pu qu'appliquer une correction estimée. L'estimation est basée sur une étude des intensités dans les triplets $4\,^3D \rightarrow 2\,^3P$ et $4\,^3S \rightarrow 2\,^3P$. Ces triplets ont des intensités comparables à celle du singulet $4\,^1D \rightarrow 2\,^1P$, et se situent dans la même région spectrale. La correction appliquée est au maximum 20 % et l'estimation suffit pour ces mesures qui ne visent qu'à donner des ordres de grandeur.

Les résultats sont groupés dans le tableau I où figurent aussi le champ normal E_n et le champ équivalent Ee. Le champ normal de Holtsmark [6]. E_n est un intermédiaire de calcul souvent utilisé défini dans un système non rationalisé par :

$$E_n = 2{,}61\ N^{2/3}\,e \qquad (e \text{ charge de l'électron}).$$

Le champ équivalent est défini comme le champ électrique constant qui donnerait (moyenne pour toutes les directions) la même intensité relative que le champ interionique. Le champ équivalent dépend de la transition interdite considéré et ne caractérise pas convenablement le champ interionique. Numériquement dans le cas qui nous intéresse en C. G. S. E. S. [3]

$$i_0^{\infty}/I = (3{,}5/2{,}72)\,(i_0^{0,3\delta}/I)$$

$$= (3{,}5/2{,}72) \times 1{,}9\ 10^{-4}\ N = 3{,}15\ 10^{-2}\ E$$

$$E_e = 64(i_0^{0,3\delta}/I)^{1/2} = 8{,}8\ 10^{-7}\ N^{1/2}.$$

Dans le tableau 1 les champs sont donnés en volts par cm. Les mesures à la pression de 1,5 mm ne peuvent être considérées que comme des ordres de grandeur grossiers.

TABLEAU 1

P mm	3	3	3	3	3	2,3	2,3	2,3	2,3	2,3	1,5	1,5	1,5
J ampère	0,1	0,2	0,4	0,6	1,2	0,15	0,4	0,6	0,9	1,2	0,2	0,6	1,2
$(i/I) \times 10^3$	2,7	3,4	5,8	6,5	8,5	1,95	3,5	4,2	4,8	5,3	2	3	4,2
$N \times 10^{-13}$	1,4	1,8	3,05	3,4	4,5	1,05	1,85	2,2	2,5	2,8	1,1	1,6	2,2
E_n.k.V/cm	0,23	0,26	0,37	0,40	0,475	0,18	0,26	0,30	0,325	0,35	0,18	0,24	0,30
E_e.k.V/cm	1	1,1	1,4	1,55	1,75	0,85	1,15	1,25	1,35	1,4	0,85	1,05	1,25

Champ dans la gaine cathodique. — Pour déterminer le champ dans la gaine cathodique des enregistrements ont été faits en s'efforçant de n'utiliser que cette région proche des parois et peu lumineuse du tube. Les conditions géométriques, en partie imposées par la nécessité d'une étendue de faisceau suffisante, sont telles que les parois de la cathode soient vues du spectrographe et y diffusent de la lumière provenant de la lueur négative, dont la luminosité est très supérieure à celle de la gaine cathodique.

On observe ainsi la raie permise non déplacée émise dans la lueur négative avec une intensité très supérieure à celle de cette même raie déplacée et émise dans la gaine. La raie interdite déplacée est au contraire beaucoup plus intense que la raie due au champ interionique, et cette dernière inobservable ne peut guère fausser les mesures. La figure 3 donne un exemple d'enregistrement.

Dans la gaine cathodique le champ électrique peut avec une très bonne approximation être considéré comme normal aux parois très proches. Si ce champ était bien constant la raie interdite se présenterait comme un triplet ; les déplacements et les intensités des trois composantes seraient en première approximation comme 9, 8, 5 et 5×9, 9×8, 6×5 respectivement. Ces composantes sont loin d'être résolues mais elles font que la largeur de la raie interdite croît avec son déplacement. La dissymétrie des composantes fait prévoir une dissy-

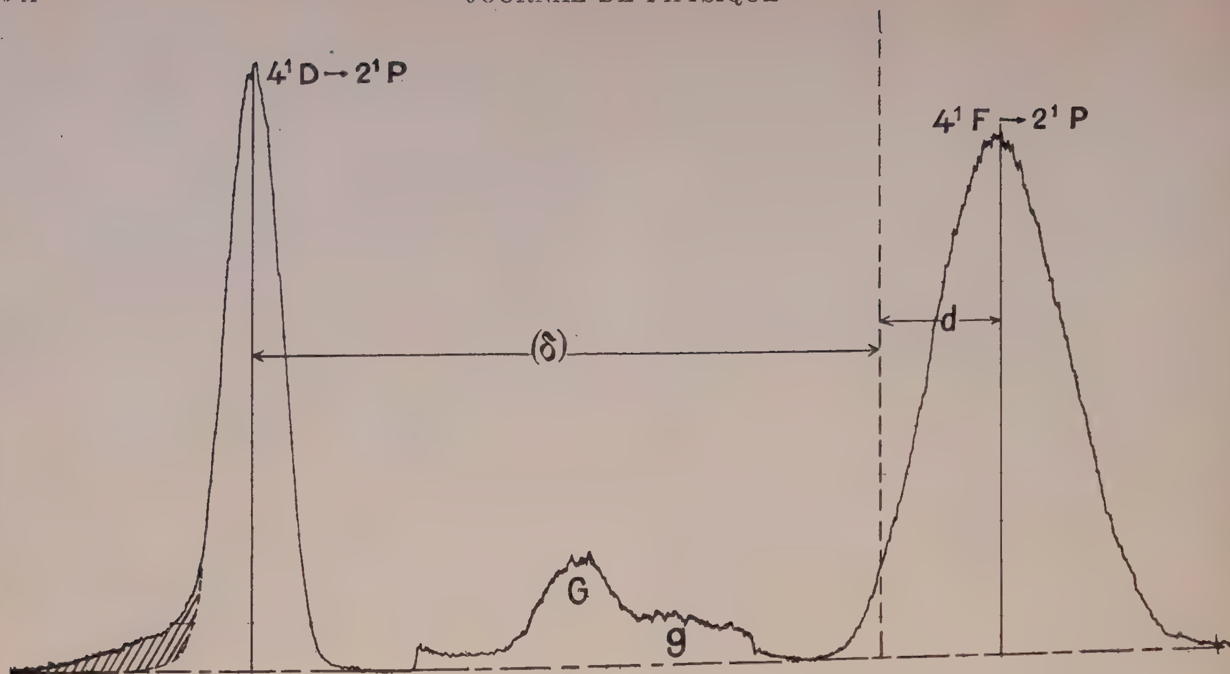


FIG. 3. — Raie interdite $4\ ^1F \rightarrow 2\ ^1P$ dans la gaine cathodique. La partie hachurée de la raie permise est la raie déplacée émise par la gaine. G 1er ghost de la raie permise g 1er ghost de la raie interdite. Les échelles sont différentes pour les trois parties de l'enregistrement.

métrie de la raie globale. En fait la raie observée est pratiquement symétrique ce qui s'interprète qualitativement de la façon suivante :

La valeur du champ moyen varie dans l'épaisseur de la gaine ; en outre un champ interionique variable s'ajoute au champ moyen. Ces variations du champ causent des élargissements des composantes à peu près proportionnels à leurs déplacements. Le fait que la composante la moins déplacée et la moins intense est aussi la moins élargie tend à diminuer la dissymétrie, les écarts à la loi quadratique pour l'effet Stark agissent dans le même sens.

Enfin, la composante faible tend à étaler la raie du côté des faibles déplacements, le champ interionique au contraire tend à l'étaler du côté des forts déplacements. La perturbation est assez importante l'approximation de l'effet Stark quadratique est insuffisante mais on peut ne considérer que l'inter-action entre les niveaux $4F$ et $4D$.

L'axe OZ, qui sert à définir le nombre quantique magnétique m étant parallèle au champ électrique et normal à la direction d'observation, désignons par I_m l'intensité de l'ensemble des composantes de la raie permise non perturbée issues du niveau $4\ ^1D_m^2$; à I_m on peut associer une composante de la raie interionique de déplacement d_m et d'intensité i_m on a [3]

$$d_m = \frac{\delta}{2}\left(\sqrt{1 + 4K_m\frac{E^2}{\delta^2}} - 1\right)$$

$$i_m = I_m \times d_m/(\delta + 2d_m)$$

avec :

$$K_0 = 9\overline{K}/7 \quad K_1 = K_{-1} = 8\overline{K}/7 \quad K_2 = K_{-2} = 5\overline{K}/7$$

et

$$\overline{K} = 0{,}83\ 10^{-2}\ \text{C. G. S. E. S.}$$

Le champ étant dirigé les différentes composantes I_m ne sont pas également intenses les formules générales relatives à l'effet Zeeman donnent :

$$I_0 = 10\ I/40 \quad I_1 = I_{-1} = 9\ I/40 \quad I_2 = I_{-2} = 6\ I/40.$$

Le champ électrique peut alors être déduit de l'intensité relative :

$$i/(I - i) = \sum \frac{I_m\, d_m}{\delta + 2d_m} \Big/ \sum I_m \frac{(\delta + d_m)}{\delta + 2d_m}$$

ou de la position du centre de gravité dont le déplacement est :

$$d = \frac{\sum i_m d_m}{\sum i_m} = \frac{\sum I_m\, d_m^2/(\delta + 2d_m)}{\sum I_m\, d_m/(\delta + 2d_m)}.$$

Le tableau 2 résume les résultats obtenus par la mesure du déplacement. L'étude des intensités donne pour les champs des valeurs très grossièrement comparables à celles qui figurent dans ce tableau. L'étude des intensités est ici très imprécise puisque la raie permise utile n'apparaît que comme un renflement dans le pied de la raie permise parasite.

TABLEAU 2

P mm	3	3	3	3	3	2,3	2,3	2,3	2,3	2,3	1,5	1,5	1,5	1,5
J ampère	0,1	0,2	0,4	0,6	1,2	0,15	0,25	0,4	0,6	1,2	0,1	0,2	0,6	1,2
V volts	260	255	250	250	260	270	270	265	265	270	230	250	300	370
d k	0,42	0,52	0,70	0,79	1,22	0,45	0,59	0,72	0,89	1,21	0,15	0,30	0,75	1,39
E kV/cm	5	5,7	6,6	7,1	9,1	5,2	6,1	6,7	7,6	9,1	2,85	4,2	6,8	9,8

Champ dans la gaine cathodique (la tension V est la tension aux bornes de la lampe).

Champ dans la gaine cathodique (la tension V est la tension aux bornes de la lampe).

Conclusion. — Les densités d'ions trouvées ici pour une cathode de 7 mm de diamètre peuvent être comparées à celles trouvées antérieurement [3] pour la colonne positive dans un tube de 6,8 mm de diamètre (par suite d'une erreur les pressions sont à augmenter de 11 %).

A pression et courant donnés, les densités d'ions sont en gros 3 à 4 fois plus fortes dans la tache cathodique que dans la colonne positive. Mais le diamètre de la tache est inférieur à celui de la colonne positive (surtout aux faibles courants) et la tache est une région particulièrement brillante, on peut donc considérer que les perturbations apportées par le champ interionique sont comparables dans les deux cas. Par contre la présence de la lumière émise par la gaine cathodique dans le flux provenant de la tache peut dans certains cas très particuliers perturber des mesures spectroscopiqnes L'emploi d'une cathode sans fond permet de supprimer la lumière diffusée par celui-ci et de modifier la partie postérieure de la gaine ; ce type de lampe est donc avantageux du moins pour les gaz.

La comparaison du champ dans la gaine à la tension aux bornes donne pour l'épaisseur de celle-ci une limite supérieure de quelques dizièmes de mm. On peut fixer à 0,3 mm l'ordre de grandeur de cette épaisseur.

L'augmentation du champ avec le courant est probablement en grande partie due à la disparition progressive de l'espace obscur de Crookes et de la chute de potentiel correspondante.

Les mesures qui figurent dans cette étude sont entachées d'erreurs importantes qui ont été signalées, certaines d'entre elles pourraient être fortement réduites mais des mesures précises ne pourraient avoir d'utilité que pour une étude systématique de la répartition du champ dans la cathode creuse, étude qui ne pourrait se faire que sur une lampe de grandes dimensions.

Manuscrit reçu le 19 juillet 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Schuler (M.), *Z. Physik*, 1921, **22**, 265.
[2] Little (P. F.) et Von Egel (A.), *Proc. Physics*, London, 1954, **224**, 209.
[3] Brochard (J.), *Thèse*, Paris, 1949 et *Ann. Physique*, 1951, **6**, 108.
[4] Wattelle (M.), Diplôme d'Études Supérieures, Lille, 1958.
[5] Brochard (J.), *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 51 S.
[6] Holtsmark, *Ann. Physik*, 1919, **58**, 77.

SUPPLÉMENT AU N° 2.
TOME 22, FÉVRIER 1961, PAGE 48 A.

GÉNÉRATEUR DE FLASHES FONCTIONNANT PAR EXPLOSION DE FILS MÉTALLIQUES

Par M. JEAN RIPOCHE,
Faculté des Sciences de Rennes, Laboratoire de M. Michel Vacher.

Résumé. — Dans le circuit électrique réalisé, un shunt coaxial ($R = 0,0108\ \Omega$) est incorporé. Il permet d'effectuer des mesures d'intensité de courant et de mesurer la self du circuit ($L = 1,25\ \mu$H) à partir des oscillogrammes obtenus. Au cours de l'explosion de fils d'aluminium et de fils d'un alliage résistant (fer-nickel-chrome) l'intensité de courant est mesurée de la même manière. Quant à l'intensité lumineuse, elle est étudiée qualitativement à l'aide d'une cellule photoélectrique.

Abstract. — In the electrical circuit constructed, a coaxial shunt ($R = 0.0108\ \Omega$) is incorporated. It allows measurements of currents to be made, and also of the inductance of electrical circuit ($L = 1.25\ \mu$H), with the oscillograms obtained. During the explosion of aluminium and nichrome wires the intensity of current is measured in this manner. The light intensity is qualitatively studied with a phototube.

Introduction. — Le but général de notre travail est d'obtenir des sources de forte intensité lumineuse susceptibles de produire une quantité importante de rayonnement ultra-violets. Les hautes intensités du rayonnement émis rendent possibles les réactions photo-chimiques très rapides et en particulier la formation de radicaux libres. Les pages qui suivent représentent un travail préliminaire. Nous exposons le détail de réalisation du circuit électrique qui comprend en particulier un shunt coaxial de mesure. Après avoir réalisé ce circuit et mesuré sa self, nous avons mesuré l'intensité de courant et l'intensité lumineuse en fonction du temps au cours de l'explosion de fils d'aluminium et de fils de fer-nickel-chrome de 0,30 mm de diamètre.

1. **Circuit électrique.** — 1.1. DESCRIPTION. — Le circuit électrique est un générateur de courant de choc. Il est constitué d'une capacité C, d'une self L, d'une résistance R et d'un éclateur E en série (*fig.* 1).

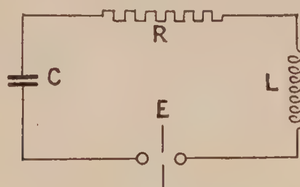


FIG. 1. — Schéma théorique du circuit électrique.

La capacité est composée de 15 condensateurs au papier SAFCO-TREVOUX. Chaque élément a une capacité de 20 μF et est susceptible d'être chargé à une tension de 10 kV (tension d'essai 20 kV). L'obtention d'intensité de courant importante exige la réalisation d'un circuit dont l'inductance est très faible. Pour cette raison, les condensateurs sont disposés radialement et montés en parallèle, les connections entre les condensateurs et les deux pièces inférieures de l'éclateur étant réalisés au moyen de conducteurs coaxiaux (75 *MD*).

A travers une résistance de charge R_c la batterie de condensateurs est portée par une alimentation haute tension (15 kV, 500 mA) à un potentiel déterminé. Ce potentiel est mesuré à l'aide d'une chaîne potentiométrique (caisse de résistance CPHTH 12 de la C[ie] des Compteurs). La commande de déclenchement se fait à l'aide d'un éclateur en utilisant

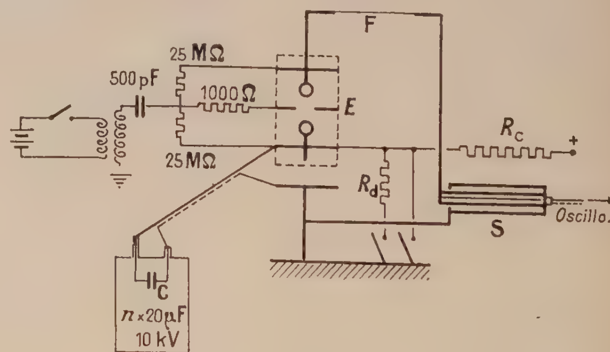


FIG. 2. — Réalisation du générateur de courant de choc.
S : shunt coaxial.
R_d : résistance de décharge.
R_c : résistance de charge.
E : éclateur.
F : fil métallique ou résistance additive.
C : capacité.

la méthode de déclenchement par impulsion. Le fil à exploser ou une résistance additive sera placé en F. Un shunt coaxial est ajouté en série avec les autres éléments du circuit (*fig.* 2).

1.2. Shunt coaxial. — De nombreuses difficultés se présentent dans la mesure des courants de choc ; en effet des sources d'erreur s'introduisent, elles sont dues aux inductances parasites, à l'effet Kelvin, à la variation des résistances pendant la mesure, et aux capacités parasites. Des chercheurs tels que Park [1], Durnford et Reynolds [2], Stekolnikov [3], Chace [4] et Gary [5] ont utilisé des shunts coaxiaux pour effectuer ces mesures. Nous avons réalisé un shunt coaxial du type de ceux construits par Gary. Il a expliqué en quoi résident les avantages de ce shunt : la réalisation « coaxiale » de la boucle de mesure permet de compenser l'effet néfaste de l'induction dans le circuit de mesure ; le fait d'utiliser un tube résistant permet de réduire l'erreur due à l'effet Kelvin car on peut diminuer l'épaisseur du métal tout en gardant une section convenable ; l'emploi de l'inconel limite aussi les variations de résistance du shunt à la suite de l'échauffement, en effet le coefficient de variation de résistivité en fonction de la température est très faible ; de plus l'erreur due à la présence de capacités parasites reste pratiquement négligeable pour des shunts de résistance inférieure à 1 Ω. En définitive, l'erreur maxima introduite pour le type de shunt réalisé par Gary est inférieure à 3 %.

L'inconel que nous utilisons possède les propriétés suivantes :

Composition	Nickel 76 %, Chrome 15 % Fer 9 %.
Densité	8,51
Chaleur spécifique	0,109
Résistivité électrique ..	9,8 10^{-7} Ωm à 20 °C
Coefficient de variation de la résistivité en fonction de la température	0,00015 par °C de 0 °C à 100 °C

Le shunt réalisé selon le schéma de la figure 3 a une résistance de 0,0108 Ω ; le tube d'inconel a un diamètre extérieur de 87,80 mm et un diamètre intérieur de 87,20 mm.

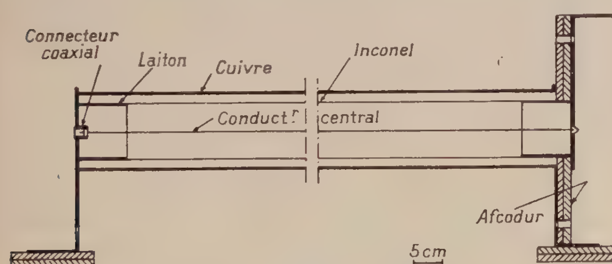


Fig. 3. — Shunt coaxial.

La tension recueillie entre les deux extrémités du tube d'inconel est envoyée du connecteur coaxial vers un oscilloscope Philips GM 5602 (bande passante 3 Hz ... 14 MHz à 3 db, temps de montée 25 mμs, post-accélération 4 kV, ligne à retard incorporé de 0,3 μs, et commandes étalonnées à 3 %) à travers une sonde atténuatrice (atténuation 20).

1.3. Mesure de la self du circuit. — A partir de la forme de l'oscillogramme représentant l'intensité du courant en fonction du temps, il est possible de déterminer la self du circuit de décharge. Une méthode de calcul a été exposée et est utilisée par le laboratoire d'essai à haute tension du Centre de Recherches de l'Électricité de France à Fontenay [6] : on considère une onde de courant ; l'origine conventionnelle des temps (t_0) est l'abscisse du point d'intersection avec l'axe des temps de la droite joignant les points où l'intensité atteint respectivement 10 % (au temps $t_{0,1}$) et 90 % (au temps $t_{0,9}$) de sa valeur de crête. On définit la durée de front t_f et la durée de queue t_q

$$t_f = 1,25\ (t_{0,9} - t_{0,1})$$

$$t_q = t_{0,5} - t_0.$$

Ayant rappelé ces définitions, nous pouvons utiliser les calculs théoriques valables pour un circuit RLC série. En posant $A = 4L/CR^2$, $F = L/R$, $Q = CR$, les fonctions t_f/F, t_q/Q et t_q/t_f peuvent être construites en fonction de A. t_q et t_f sont mesurés sur l'oscillogramme ; il est alors facile de déterminer la valeur de la self L du circuit. Nous avons pu ainsi déterminer la self du circuit en fonction du nombre de condensateurs ; chaque coaxial et son condensateur introduisent une self supplémentaire. Ces mesures sont faites en plaçant en série avec le shunt une résistance additive convenable F de façon à obtenir un régime apériodique au voisinage du régime apériodique critique. Par exemple :

pour $C = 20\ \mu\text{F}$ nous avons $t_f(\mu s)/t_q(\mu s) = 6/23$

pour $C = 300\ \mu\text{F}$ nous avons $t_f(\mu s)/t_q(\mu s) = 14/61.$

Les mesures sont effectuées à la tension de 2,6 kV. Les résultats sont donnés sur la figure 4 où nous représentons la self L en fonction de l'inverse de la capacité exprimée en μF.

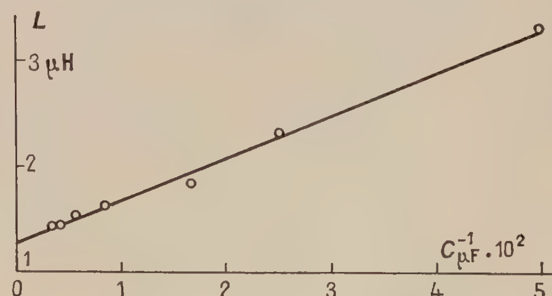


Fig. 4. — Self du circuit en fonction de l'inverse de la capacité.

La limite 1,25 μH, vers laquelle tend la valeur de la self L quand la capacité ou le nombre de condensateurs devient très grand, représente pratiquement la self de la boucle principale du circuit de décharge comprenant l'éclateur, la résistance additive et le shunt coaxial.

1.4. Intensité maxima du courant de choc en régime oscillatoire. — Si nous remplaçons la résistance additive F par un conducteur, la décharge des condensateurs se fera dans le circuit qui aura pour résistance celle du shunt et de l'éclateur. C'est dans ces conditions et avec la capacité totale de 300 μF que nous avons mesuré l'intensité maxima en régime oscillatoire en fonction de la tension de charge des capacités.

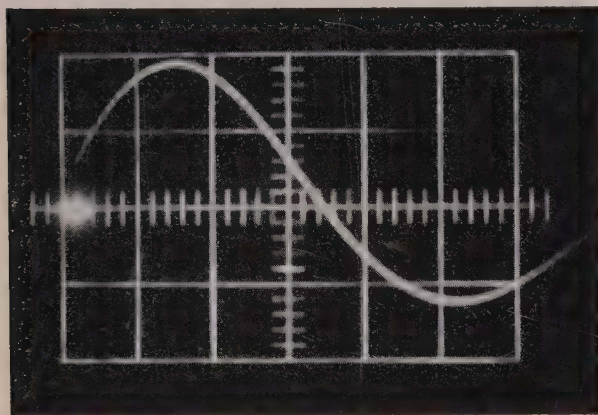


Fig. 5. — Oscillogramme représentant l'intensité du courant en fonction du temps. Tension de charge 2 kV. C = 300 μF. en abscisse : 1 cm représente 9,3 kA ; en ordonnée : 1 cm représente 20 μs.

La figure 5 donne un type d'oscillogramme obtenu pour une tension de 2 kV.

La figure 6 donne les valeurs de l'intensité de crête de la première oscillation en fonction du potentiel de charge. L'ensemble sonde atténuatrice-oscilloscope que nous possédons ne nous permet pas de mesurer avec un shunt de 0,0108 Ω une intensité de courant supérieure à 35 kA. Nous pouvons estimer qu'à la tension de charge de 10 kV la valeur de crête atteindrait 85 kA environ.

2. **Étude du flash.** — Nous étudions les flashes produits par l'explosion de fils d'aluminium ou de fils d'un alliage résistance (Imphy RNC 30) composé de fer (32 %), de nickel (43 %) et de chrome (25 %) et dont la résistivité à 15 °C est 10,9 10^{-7} Ω.m. La longueur des fils et leur diamètre seront les mêmes dans tout ce travail : longueur : 180 mm ; diamètre : 0,30 mm.

Le fil est placé dans le circuit électrique entre les points A et B (*fig.* 2).

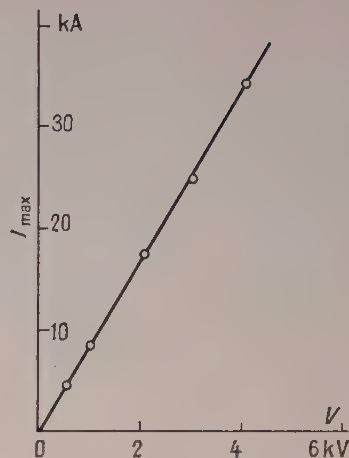


Fig. 6. — Intensité de crête en fonction du potentiel de charge. C = 300 μF.

2.1. Intensité du courant pendant le flash. — Barrington [7] et Chace [8] ont étudié l'explosion de fils métalliques. Chace a divisé le phénomène en quatre phases distinctes :

Phase I : Cette phase débute dès que le circuit de décharge est fermé et dure aussi longtemps que le fil est à l'état solide ou liquide.

Phase II : Phase de transition durant laquelle le liquide surchauffé se transforme en vapeur de façon explosive (transplosion).

Phase III ou « dwell time » : Phase de faible conductivité et de haute pression.

Phase IV : Phase d'arc.

L'intensité de courant croît tant que dure la phase I et décroît pendant la phase II. Elle reste très faible et pratiquement constante durant la phase III puis les condensateurs se déchargent complètement pendant la phase d'arc.

La méthode de mesure de l'intensité est celle utilisée déjà (voir 1.4). Aucune modification n'est apportée à la forme du circuit de décharge.

Dans le cas de l'aluminium, les quatre phases sont faciles à observer sur l'oscillogramme de la figure 7.

La phase III (dwell time) dure 27 μs mais nous avons observé des durées beaucoup plus importantes : 130 μs, par exemple (à la tension de charge 1,5 kV) et beaucoup plus faibles : de l'ordre de 10 μs (à la tension de charge 6 kV).

L'alliage de fer-nickel-chrome (RNC 30 Imphy) est très résistant (2,7 Ω) dès la fermeture du circuit de décharge ; il est aussi plus difficile à vaporiser que l'aluminium. Cependant les oscillogrammes se présentent de la même façon. La phase I est beaucoup plus longue et l'intensité de courant pendant cette phase est faible. A la tension de charge de 1,6 kV cette phase dure 330 μs et la valeur de l'intensité reste pratiquement égale à 0,3 kA durant

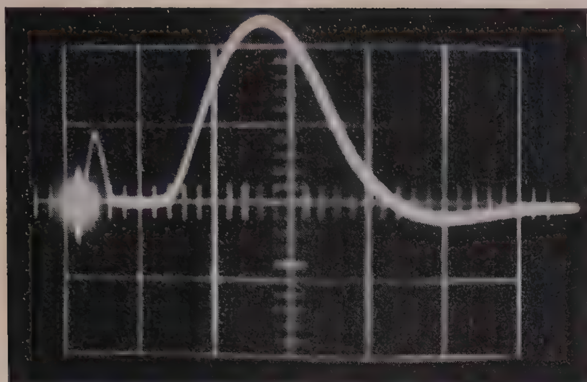


Fig. 7. — Oscillogramme représentant l'intensité du courant en fonction du temps pendant l'explosion d'un fil d'aluminium.

$C = 300\ \mu F$; $V = 2{,}5$ kV.

En abscisse : 1 cm représente 3,7 kA en ordonnée : 1 cm représente 40 μs.

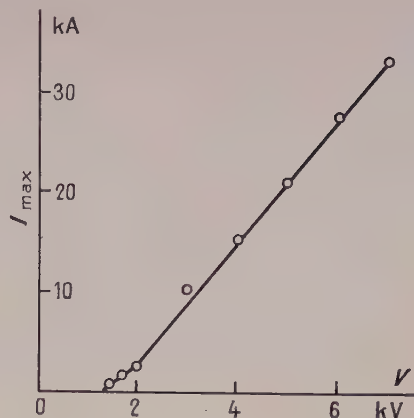


Fig. 8*b*. — Intensité de crête de la phase IV du courant en fonction du potentiel de charge des capacités.

RNC 30 ; $C = 300\ \mu F$.

toute cette phase. Dans les mêmes conditions nous avons obtenu pour l'aluminium 10 μs pour la phase 1 et 3,45 kA pour l'intensité de crête de cette phase. Il est à remarquer que la durée de la phase III varie de façon notable même si les conditions expérimentales sont les mêmes. Cependant, pour la phase IV, nous avons représenté l'intensité de crête en fonction du potentiel de charge des capacités pendant l'explosion des fils d'aluminium (*fig.* 8*a*) et des fils de fer-nickel-chrome (*fig.* 8*b*) à des tensions variant de 1,4 kV à 7 kV.

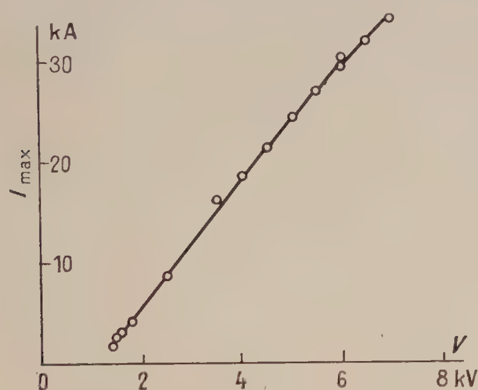


Fig. 8*a*. — Intensité du courant de crête de la phase IV en fonction du potentiel de charge des capacités. Aluminium ; $C = 300\ \mu F$.

En effet, à une tension inférieure à 1,4 kV la phase IV n'apparaît pas, que ce soit pour l'un ou l'autre fil.

2.2. Intensité lumineuse. — La durée du flash est encore déterminée avec une cellule photoélectrique. Le tube utilisé RCA 935 — (Courbe de réponse spectrale S.5) a son maximum de sensibilité pour une longueur d'onde de 3 500 Å. La tension V_i recueillie aux bornes de la résistance de charge de 50 kΩ est transportée par coaxial jusqu'à l'oscilloscope. Pendant les explosions de fils d'aluminium, à 2 kV, à 3 kV, nous avons observé deux pointes de courant photoélectrique ; la première d'intensité faible est située 30 à 40 μs avant la seconde d'intensité beaucoup plus grande. Le rapport de l'intensité de crête de la deuxième région à l'intensité de crête de la première est de l'ordre de 7.

Les oscillogrammes (*fig.* 9*a* : fils d'aluminium ; *fig.* 9*b*: fils de fer-nickel-chrome) représentent cette deuxième région pour différentes tensions de charge. Cette région semble d'ailleurs correspondre à la phase d'intensité maxima (phase d'arc).

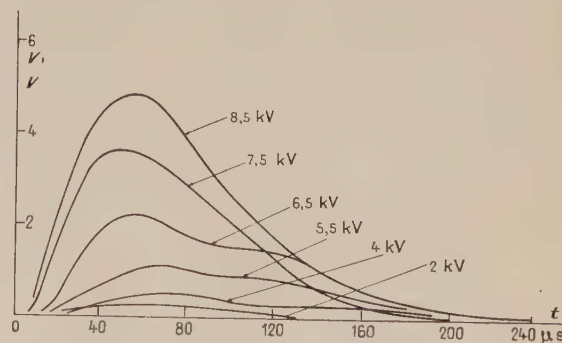


Fig. 9*a*. — Intensité lumineuse en fonction du temps. Aluminium ; $C = 300\ \mu F$.

Nous avons représenté aussi en fonction de la tension de charge des condensateurs la valeur de crête de l'intensité lumineuse (*fig.* 10*a* : fils d'aluminium ; *fig.* 10*b* : fils de fer-nickel-chrome).

Nous obtenons une bonne reproductibilité des mesures pour des tensions de charge inférieures

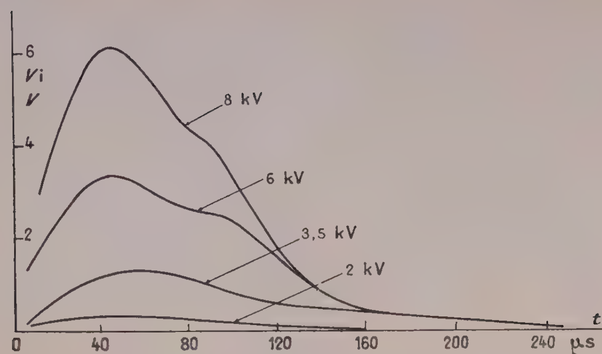


Fig. 9*b*. — Intensité lumineuse en fonction du temps. RNC 30 ; $C = 300$ µF.

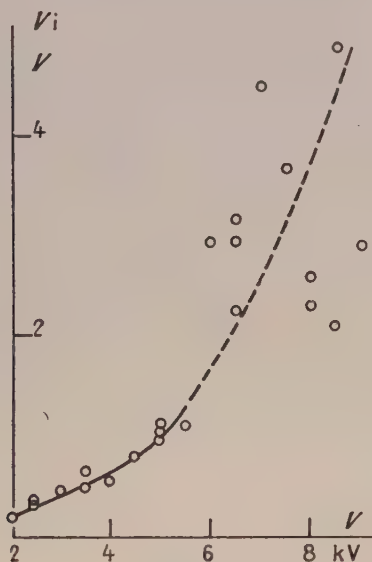


Fig. 10*a*. — Intensité lumineuse maxima en fonction du potentiel de charge des condensateurs. Aluminium ; $C = 300$ µF.

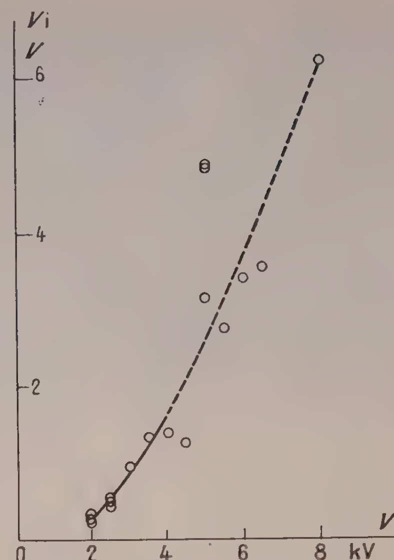


Fig. 10*b*. — Intensité lumineuse maxima en fonction du potentiel de charge des condensateurs. RNC 30 ; $C = 300$ µF.

à 5 kV. Nous chercherons par la suite à déterminer les raisons qui s'opposent à cette reproductibilité pour des tensions supérieures.

Il serait intéressant de compléter les informations que nous venons de donner ci-dessus : mesure de l'intensité du courant, de l'intensité lumineuse, en donnant la température atteinte par le fil au cours de l'explosion. Il est très difficile d'estimer cette température. Quelques auteurs ont tenté d'en donner une valeur approchée mais elle ne peut être qu'une moyenne. Vaudet [10], en particulier, reprenant la méthode d'Anderson [9] a utilisé pour cela l'équation de Saha. Il suffit de déterminer le volume de la gaine lumineuse. En photographiant les spectres émis par l'explosion du fil, nous avons pris soin de former l'image du fil sur la fente du spectroscope de façon que cette image soit perpendiculaire à la fente. Ainsi, la hauteur du spectre nous permet de donner le diamètre de la gaine lumineuse. En appliquant la méthode de Vaudet nous avons estimé que la température moyenne pendant l'explosion d'un fil d'aluminium ($\varnothing = 0{,}30$ mm, $L = 180$ mm) avec 12 150 joules (300 µF, 9 kV) était voisin de 9 000 °K (diamètre de la gaine lumineuse 220 mm).

Nous remercions très vivement M. G. Nasse, Directeur du Centre de Recherches et d'Essais de l'Électricité de France à Fontenay. Il nous a autorisé à visiter le laboratoire d'essais à haute tension. Nous remercions également les ingénieurs avec lesquels nous avons eu des discussions très fructueuses. Nous sommes reconnaissants à nos collaborateurs A. Marchand et R. Sicre de l'aide qu'ils nous ont apportée dans la réalisation de ce dispositif.

Manuscrit reçu le 28 octobre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Park (J. H.), Research paper 1823. U. S. Dep. Com. Nat Bur. Stand., 1957, **39**, 191.
[2] Durnford (J.) et Reynolds (P.), *Proc. Inst. Elect. Eng.*, 1954, **101**, 6, 1.
[3] Stekolnikov (I. S.), *C. R. Acad. Sc.*, U. R. S. S., 1946, **52**, 1, 413.
[4] Chace (W. G.) et Cullington (E. H.), AFARC-TR-**57**-235 U. S. Dep. Com.
[5] Gary (C.), *Rev. Gén. Élect.*, Sect. industr., 1956 mai 279.
[6] Publication du laboratoire d'essai à haute tension du centre de recherches de l'E. D. F. à Fontenay.
[7] Barrington (A. E.), *Brit. J. Appl. Physics*, 1956, **7**, 11, 408.
[8] Chace (W. G.), Proceedings of the fourth international conference on ionization phenomene in gases, Upsala, août 1959, I. V. E. 1191.
[9] Anderson (J. A.), *Astroph. J.*, 1926, **64**, 295.
[10] Vaudet (G.), *Thèse*, Paris, 1937.

CIRCUITS A COINCIDENCES RAPIDES UTILISANT DES TRANSISTORS A AVALANCHE

Par J. C. ARTIGES et J. C. BRUN,
Laboratoire de Physique Nucléaire, Service d'Électronique Physique, Orsay.

Résumé. — Utilisation de transistors ordinaires en fonctionnement de conduction de collecteur différée (dite avalanche) pour la réalisation de circuits déclencheurs rapides (temps de montée de quelques 10^{-9} secondes).

Construction grâce à cet élément de circuits à coïncidences rapides.

L'étude de ces circuits : au générateur d'impulsions d'une part, avec des signaux de phototubes d'autre part ; rejoint les résultats physiques obtenus dans toute une série d'expériences à savoir un pouvoir de résolution pouvant atteindre 2.10^{-9} secondes à 90 % de rendement.

Abstract. — The use of ordinary transistors working with delayed collector conduction (avalanche) in fast-trigger circuits (rise-time 10^{-9} sec).

Fast coincidence circuits built with this element.

The study of this circuit with : *a*) a pulse generator ; *b*) phototube signal, results coincide with those obtained by a whole series of experiments, a resolution time reaching 2×10^{-9} seconds with 90 % efficiency.

La nécessité d'uniformiser en forme et amplitude les signaux attaquant les circuits à coïncidences rapides a conduit divers auteurs à rechercher un circuit écrêteur à transistors remplissant cette fonction. Nous avons poussé notre étude dans une autre voie. Les excellentes propriétés des phénomènes de conduction de collecteur différée (avalanche) [1] dans certains transistors permettent d'imaginer des circuits d'uniformisation simples et efficaces.

Malheureusement il n'y a pas jusqu'à ce jour, beaucoup de transistors étudiés spécialement pour ce fonctionnement, sur le marché. Nous avons donc recherché parmi les transistors ordinaires ceux qui pouvaient fonctionner sans dommage dans la zone de conduction de collecteur différée.

On sait que ce mode de fonctionnement apparaît pour des courants inverses de base assez élevés et que le réseau de courbes $Vce = f(Ie)$ avec $+ I_e$ en paramètre montre qu'il y a une zone de résistance négative pour des Vce assez élevés. L'existence de cette résistance négative permet de réaliser simplement des circuits relaxateurs ou même univibrateurs.

1. Choix des transistors utilisés. — Nous avons essayés les transistors moyenne et haute fréquence des constructeurs français et étrangers et, nous avons retenus les types suivants : OC 44 Radiotechnique 2N 43 Thomson.

Lorsque cette étude a été faite nous avons trouvé une proportion importante de transistors utilisables (40 %) et notable de transistors excellents (20 %).

Nous avons porté notre choix sur l'OC 44 en attendant la réalisation commerciale en France, d'un transistor avalanche.

Le circuit d'essai est celui de la figure 1.

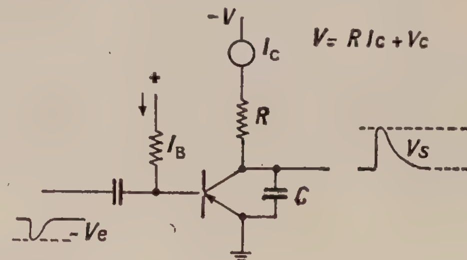


Fig. 1.

La mesure V et de Ic pour un courant de base donné permet de tracer la courbe Vc, et Ic (*fig.* 2)

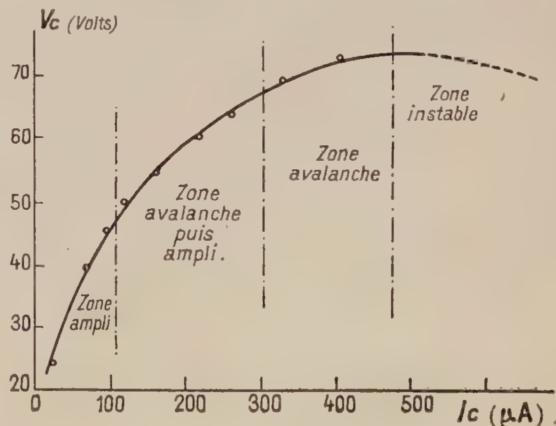


Fig. 2.

du transistor étudié. On remarque que lorsque la résistance apparente du transistor s'annule, le montage devient instable et oscille. En fait, dans cette zone, le transistor a une résistance de collecteur négative.

On peut d'autre part étudier le réseau de la courbe de gain $Vs = f(Vc)$ (*fig.* 3). On constate

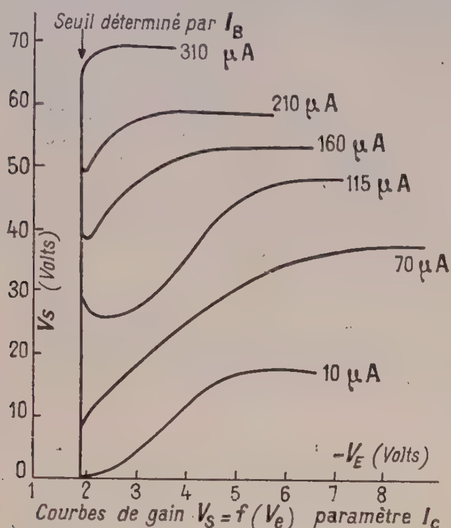


FIG. 3. — Courbes de gain $Vs = f(Ve)$ paramètre I_c.

que si le courant de collecteur est trop faible, le transistor fonctionne en amplificateur après l'avalanche et cela jusqu'à la saturation. Il faut donc choisir un courant collecteur donnant un signal d'avalanche d'amplitude voisine de la saturation. Dans ces conditions le circuit fonctionne comme un excellent trigger dont les caractéristiques essentielles pour les circuits qui nous intéressent sont les suivantes :

— Temps de montée de 20 à 50 millimicrosecondes selon les transistors.

— Temps de descente exponentiel (recharge de C à travers R).

— Très grande sensibilité à l'entrée, déterminée uniquement par le courant de base. On peut obtenir facilement un seuil de déclenchement de 2/100 de volt.

— Signal de sortie important : Il atteint plusieurs dizaines de volts.

— Enfin, on voit que lorsque la capacité se décharge dans le transistor, il circule un courant bref et intense dans le circuit collecteur émetteur. L'adjonction d'une faible résistance en série avec la capacité, côté émetteur, permet de sortir un signal bref et positif pendant la décharge (*fig.* 4).

2. **Circuit à coïncidences rapides double.** — Les schémas *a* et *b* de la figure 5 montrent le principe et la réalisation du circuit de coïncidence.

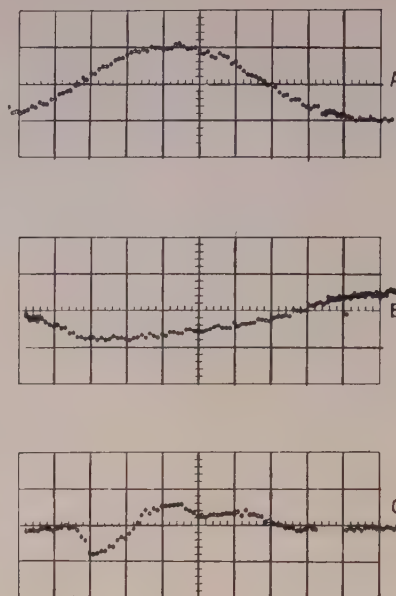


FIG. 4.

A) *Impulsion avalanche.*
2 nS/cm (100 échantillons)
10 V/cm

B) *Impulsion inversée après tore.*
2 nS/cm.
10 V/cm.

C) *Impulsion inversée après tore.*
10 nS/cm.
10 V/cm.

Photos Tektronix.
Sampling oscilloscope.

Deux triggers (T_1 et T_2) à avalanche, sensibles, à seuil réglable, sont attaqués par des impulsions négatives sur basse impédance et donnent, deux signaux positifs brefs, formés et additionnés (F) sur une ligne coaxiale courcircuitée de 50 ohms d'impédance caractéristique.

La fonction : formation, addition est séparée des triggers par un circuit de diodes polarisées qui empêche une impulsion positive, en provenance de T_1 de déclencher T_2 par le collecteur.

Le signal positif formé est retourné par un transformateur adapté (— 1) (2).

L'impulsion négative ainsi obtenue attaque un circuit trigger (T_3) du même type que T_1 et T_2 qui fournit une impulsion de comptage.

Accessoirement les triggers d'entrée T_1 et T_2 donnent une impulsion positive lente de comptage (prise sur la résistance de collecteur) et le trigger de sortie T_3 donne un signal rapide positif qui, retourné par un transformateur spécial extérieur, peut attaquer à son tour un autre circuit à coïncidences.

LES CARACTÉRISTIQUES DES SIGNAUX SONT LES SUIVANTES. — Triggers T_1 et T_2, + 20 volts en 7 nanosecondes.

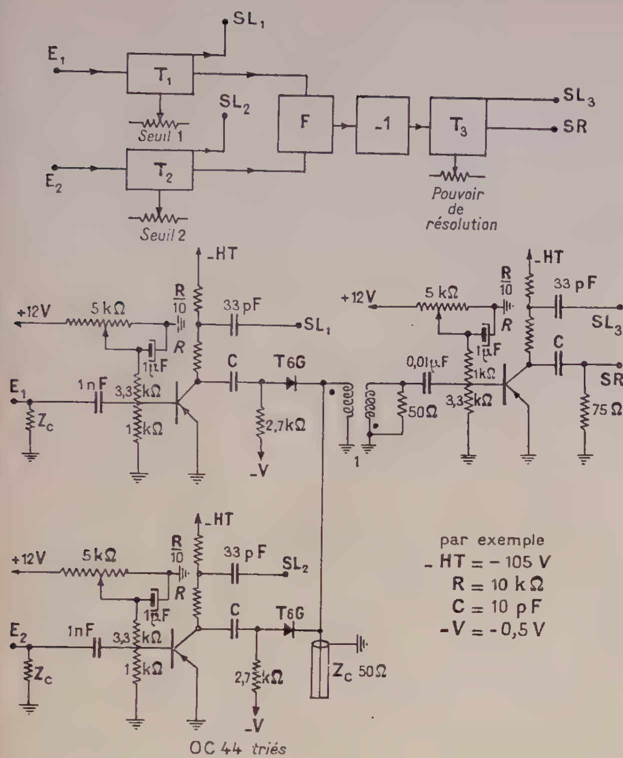


Fig. 5.

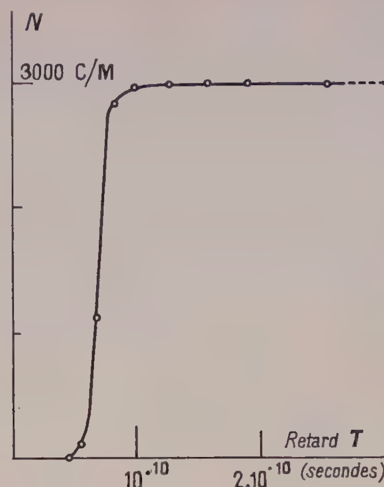


Fig. 6. — Courbe symétrique. Largeur environ $2{,}1 . 10^{-9}$.

— Formation : Durée 12 nanosecondes, tension + 10 volts.

— Sortie du transformateur d'impulsion : — 5 volts en 5 nanosecondes (*Photos* 1 *A*, *B*, *C*).

Les seuils réglables de T_1 et T_2 permettent de choisir la sensibilité à l'entrée. Le seuil réglable du trigger T_3 permet d'ajuster le pouvoir de résolution. Il faut remarquer que la position dans le temps du signal de sortie rapide est affectée d'une fluctuation égale au pouvoir de résolution de l'appareil. Cette position est en outre retardée d'une valeur constante due principalement au temps de propagation dans le transformateur d'impulsion.

Étude du fonctionnement du circuit. — Nous avons fait deux séries d'essais systématiques d'une part au générateur d'impulsions, d'autre part avec deux phototubes 56 AVP regardant la même source de lumière (plastique scintillant sur lequel est déposé du polonium).

Essais au générateur d'impulsions rapides (Modèle EPIC). — Le temps de résolution étant réglé à $2 . 10^{-9}$, la pente à flanc de courbe de 0 à 100 % du comptage est de $3 . 10^{-11}$ secondes (mesures faites sur une ligne coaxiale variable à air de 75 ohms construite au laboratoire) (*fig.* 6). Il nous a été difficile d'apprécier la pente de 10 % à 90 %. Cette pente se maintient quelque soit le temps de résolution choisi, jusqu'aux plus grands, réalisables avec cet appareil.

Toujours avec le générateur EPIC nous avons étudié la stabilité en fonction de la température. Les mesures de température ont été faites avec le thermomètre à courte constante de temps « Ionitherm ».

En fonctionnement, tous les éléments restent à la température ordinaire sauf la résistance de collecteur, dont la température s'élève de deux à trois degrés si le taux de comptage s'élève jusqu'à 10^5 impulsions seconde. (Essai sur une voie avec générateur Electro Pulse.)

Les variations de température extérieure provoque une variation du pouvoir de résolution. On observe un élargissement de quelques 10^{-11} secondes par degré centigrade. Cette variation est principalement due aux diodes de séparation ; elle est d'autant plus grande que la tension continue de polarisation des diodes est voisine de zéro ; dans ce cas elle atteint $6 . 10^{-11}$ secondes par degré centigrade. On peut s'affranchir des variations dues à la température en régulant celle-ci au voisinage des diodes (*). La stabilité dans le temps dépend alors essentiellement de la stabilité des tensions d'alimentation.

Pour les usages ordinaires (Télescope à protons par exemple) on utilise des alimentations régulées ordinaires $\Delta v / V = 1/500$.

Nous avons étudié l'influence de l'amplitude des signaux à l'entrée du circuit sur le pouvoir de résolution (*fig.* 7). Nous avons comparé sur cette figure la courbe relevée sur un circuit à lampes classiques (**) avec celle relevée sur le circuit que nous décrivons.

(*) Travail réalisé par M. Schiller.

(**) Amplificateur à coïncidences type Bell : E 180F écrêteuse ; formation amplification et discrimination.

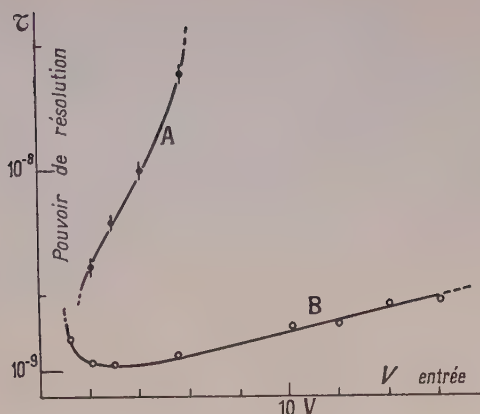


FIG. 7.

A : ampli coïncidence à lampe (E 180 F écrêteuse) mesures à 5.10^{-10} près.
B : circuit à transistors (OC 44 avalanche) mesures à 8.10^{-11} près.

L'examen de cette courbe permet de prévoir une nette détérioration des pentes des flancs de courbe dans le cas défavorable où on attaque le circuit de coïncidences avec des impulsions possédant un spectre d'amplitude.

3. **Essais avec deux photomultiplicateurs 56 AVP.** — Nous avons obtenu les courbes de la figure 8.

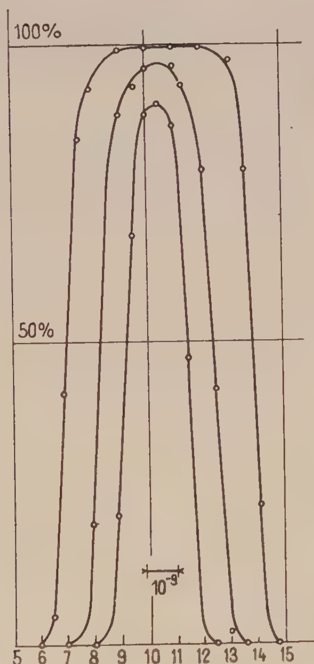


FIG. 8. — 2 PM.56 AVP. α du polonium.

On constate, comme prévu, que les pentes à flanc de courbes sont moins bonnes qu'au générateur, ce qui est général sur les circuits à coïncidences, et que cette variation de pente ne peut pas être expliquée uniquement par les fluctuations de temps de transit du photomultiplicateur. Les mesures de stabilité ont conduit aux mêmes résultats qu'au générateur. Le temps de restitution des triggers est fonction en première approximation du temps de recharge de la capacité C du circuit d'avalanche. La stabilité d'avalanche est compromise si on baisse la valeur de la résistance R de recharge, en dessous de 3 000 ohms ; la capacité parasite étant de l'ordre de 30 picofarads, on atteint ainsi une limite du temps de restitution de quelques 10^{-7} secondes. Pour réduire encore ce temps il faut disposer d'un circuit de commutation rapide, rechargeant rapidement la capacité après l'avalanche et il faut aussi que le signal d'attaque soit très bref.

Nous étudions actuellement divers modèles de circuits de recharge. Notons que le temps de restitution actuel permet un taux de comptage de 100 000 impulsions seconde avec moins de 5/100 de pertes. Pour les usages auprès des accélérateurs de particules, télescope à protons ou autres, les détecteurs sont souvent situés à vingt mètres au plus de la salle où travaille l'expérimentateur. La solution habituelle consiste à charger le photomultiplicateur à l'impédance caractéristiques du câble de liaison. Il faut remarquer que cette pratique a un inconvénient majeur si on utilise des scintillateurs rapides. Le temps de montée des signaux est réduit par la bande passante des câbles utilisés et cela augmente nécessairement la dispersion en temps des signaux si ces derniers possèdent uns spectre d'amplitude.

Ce défaut est d'autant plus marqué que le niveau d'écrêtage est plus haut, ce qui est le cas dans le système de coïncidences rapides utilisant écrêtage et formation par lampes. Ce défaut existe toujours si on utilise un trigger à l'entrée ; en effet, il est difficile d'obtenir un trigger rapide et stable ayant un seuil de fonctionnement très bas. Il est réduit dans la mesure où le seuil de fonctionnement du trigger est de 0,1 ou 0,2 volts au lieu de 1,5 à 2 volts dans les systèmes à écrêtage par cutt-off.

Les triggers avalanche donnant des signaux rapides d'une dizaine de volts sur 75 ohms et ayant une impédance d'entrée de l'ordre de 3 000 ohms peuvent être montés dans le support du photomultiplicateur ce qui augmente la charge anodique du photomultiplicateur. Nous avons utilisé un tel circuit sans grande amélioration. Nous avons aussi alimenté l'avalanche par la chaîne (à grand débit) du photomultiplicateur, ce qui évite les câbles d'alimentation, mais impose de ne pas faire varier la tension du phototube.

Utilisation pour des coïncidences rapides avec des scintillateurs INa ou ICs.

La dispersion en temps due au spectre d'amplitude devient alors très grande. On aurait alors

intérêt à augmenter la pente dV/dt du front de montée de l'impulsion en se rapprochant de la pente déterminée par la constante de scintillation du cristal. Cela est possible en augmentant la résistance de charge du phototube, malheureusement cette méthode augmente aussi considérablement le temps de descente de l'impulsion et limite ainsi le taux de comptage possible. Il serait agréable d'avoir une haute impédance de charge sur le phototube qui n'allongerait pas l'impulsion ; cela revient à chercher un circuit à RC élevé où C soit rapidement déchargé après l'arrivée des derniers électrons sur l'anode. Nous avons donc associé au phototube le circuit de la figure 9 qui donne des

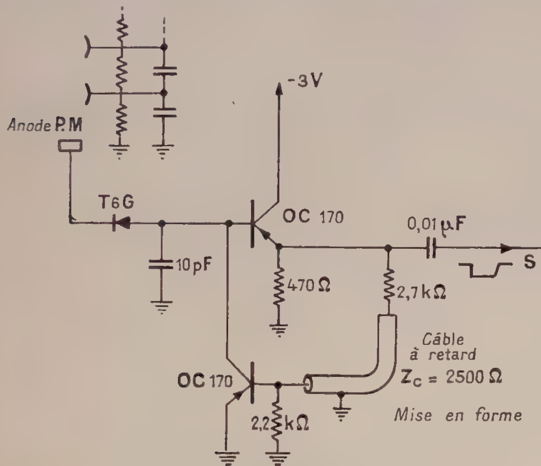


FIG. 9.

signaux saturés à — 3 volts et d'une durée égale à 6.10^{-7} par exemple. L'impédance de sortie est de l'ordre de 100 ohms. Il faut régler la ligne en fonction du temps de scintillation du cristal.

Dans ces conditions et avec ce circuit de mise en forme des impulsions, nous avons obtenu des pentes de 6.10^{-9} seconde à flanc de courbe de résolution ; avec une largeur à mi-hauteur de 8.10^{-9} seconde à 60 % de rendement.

4. Circuit de coïncidences triple avec anticoïncidences. — La réalisation de circuit de coïncidence multiple est délicate si on dépasse quatre coïncidences. En effet, l'amplitude atteinte sur la ligne de formation peut délencher les triggers d'entrée par le collecteur à travers la capacité des diodes de séparation. Pour cette raison il faut polariser celles-ci plus fortement. Les performances mesurées au générateur ou au photomultiplicateur sont identiques en coïncidences multiples aux performances en double coïncidence.

Anticoincidences. — La fonction d'anticoïncidences est réalisée ordinairement par une porte encadrant le signal de coïncidence, déclenchée en fermeture par le signal d'anticoïncidence.

Soit C le signal de coïncidence (triple par exemple et A le signal d'anticoïncidence.

La *fonction d'anticoincidence* s'écrit :

$$C.\bar{A}$$

Si l'on remarque que dans ce cas : $C = \bar{\bar{C}}$; on a :

$$C.\bar{A} = \bar{\bar{C}}.\bar{A}$$

et cette relation est égale à :

$$\overline{\bar{C} + A}.$$

Cette transformation conduit à un circuit logique différent (*fig.* 10). A première vue le premier circuit

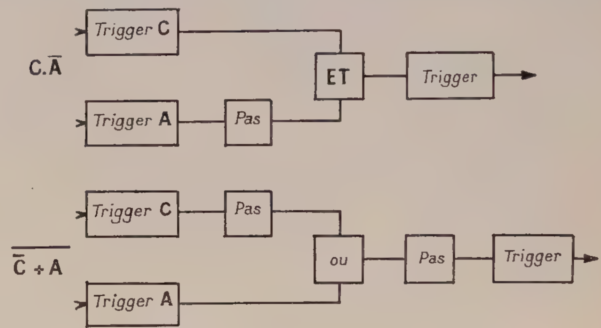
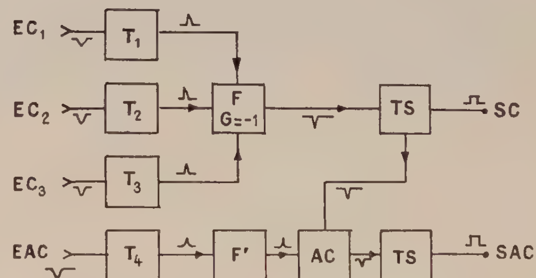


FIG. 10. — Diagrammes anticoïncidence.



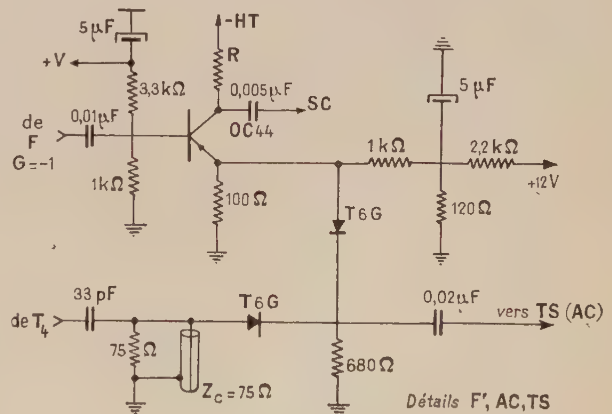


FIG. 11.

semble plus simple. Pourtant, pratiquement, le second est d'une réalisation plus facile. Par l'adjonction d'une résistance de 100 ohms dans l'émetteur du trigger de coïncidence on obtient le signal négatif qui, référé à une tension de repos positive après une capacité, réalise la première négation.

Le circuit « OU » logique est d'autre part plus facile à réaliser en électronique rapide que le circuit « ET » logique. La seconde négation est réalisée d'elle-même, car le trigger avalanche de sortie de coïncidences réduites n'est sensible qu'aux impulsions négatives. Or, après la capacité de sortie du circuit « OU », n'apparaissent que des signaux négatifs : d'où l'ensemble de circuit triple avec anticoïncidence (*fig.* 11).

Les performances de l'anticoïncidence sont voisines de celles des coïncidences.

Soit $\mathcal{T}$ le pouvoir de résolution en coïncidence, on atteint sans difficulté $2\mathcal{T}$ pour l'anticoïncidence. Performance largement suffisante dans la plupart des cas.

Les études relatives à la stabilité de l'anticoïncidence ont conduit sensiblement aux mêmes résultats que pour les coïncidences.

Divers modèles de nos circuits à transistors ont été utilisés sur des expériences de physique.

Un modèle quelque peu différent (prototype) a donné des temps de résolution de quelques 10^{-9} seconde à 90 % pour l'étude de fluorescence gazeuse (référence 3).

Deux modèles de coïncidences doubles fonctionnent sur des coïncidences avec scintillateur gazeux et phototube 55 UVP.

Un modèle triple avec anticoïncidence fonctionne sur un télescope à protons.

Deux modèles doubles sont liés à un circuit temps de vol semi lent.

Il ne semble pas jusqu'ici que le circuit subisse de détérioration lente, usure ou autre, en fonction du nombre d'heures de fonctionnement.

Cette étude a été entreprise dans le cadre d'un plan de transistorisation progressive de l'électronique de physique du laboratoire.

Nous tenons à remercier particulièrement M. Schiller pour le choix des transistors ainsi que pour les études d'alimentations régulées transistorisées.

Enfin, ce travail a été dirigé par M. Victor, dont les conseils dans la partie physique des expériences nous ont grandement aidés.

Manuscrit reçu le 12 décembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Chaplin (G. B. B.), *Proc. Inst. Elect. Engrs Paper*, 1959, **106** B. Beale, Stephenson et Wolfendale, *Proc. Inst. Elect. Engrs Papers*, 0000, **104** B, 394. Kid, Harenberg et Weisher, *R. C. A. Review*, 1955, **14**, n° 1.

[2] Ruthroff, *I. R. E.*, 1959, **47**, n° 8, 1337. Talkin (A. J.) et Cuneo (J. V.), *Rev. Sc. Instr.*, 1957, **28**, n° 10, 809. Rochelle, *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 298.

[3] Communication privée de M. Duquesne.

DÉTERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE EN IMPURETÉS D'UN TRANSISTOR A PARTIR DES MESURES DE CERTAINES DE SES CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES

Par J. P. BIET,
Ingénieur civil des Télécommunications.

Résumé. — La méthode exposée consiste à déduire du tableau des variations en fonction du courant et de la tension des éléments du schéma équivalent naturel, certains paramètres physiques tels que : résistivités de la base et du collecteur ; formes des jonctions ; épaisseur de la base.

Abstract. — A method of determining physical parameters of a transistor (such as resistivity of the base and the collector region, shape of the junctions, base width) is presented. This involves measurements of hybrid-pi-parameters as a function of collector voltage and current.

Introduction. — La détermination du profil de dopage réel d'un transistor à partir de la connaissance de ses caractéristiques électriques présente quelques difficultés dues à ce que les théories habituelles des jonctions supposent toujours un profil idéalisé (jonction abrupte, gradient constant ou exponentiel, etc...). Nous nous sommes proposé d'établir un pont entre ces résultats connus et les propriétés des jonctions réellement obtenues en pratique.

La méthode utilisée consiste à mesurer au préalable, pour divers points de polarisation, les deux capacités figurant dans le schéma équivalent naturel proposé par Giacoletto en 1954 pour les transistors alliés (et dont nous avons vérifié expérimentalement la parfaite validité pour les transistors NPN au germanium obtenus par tirage) (*fig.* 1).

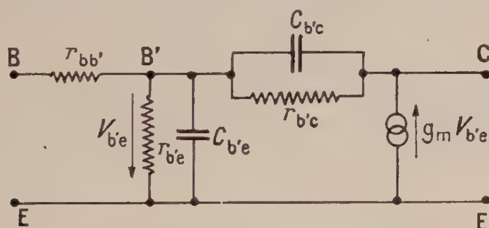


FIG. 1.

Nous décomposons ensuite $C_{b'e}$ par la méthode indiquée en Annexe, ce qui nous donne C_0, capacité due à la charge d'espace de la jonction émetteur et C_d, capacité apparente de diffusion des porteurs minoritaires dans la base.

A une tension continue collecteur-base V, C_d nous permet d'obtenir l'épaisseur effective de base l (épaisseur de la zone équipotentielle). L'extrapolation de la courbe donnant les épaisseurs effectives à diverses tensions, nous permet d'obtenir l'épaisseur à tension nulle l_0, c'est-à-dire la distance qui sépare les points de jonction émetteur et collecteur.

Pour effectuer cette extrapolation, nous supposons dans un premier temps que la jonction est du type « à gradient de dopage constant » (jonction « idéalisée »). Nous n'obtenons de cette façon que des résultats approximatifs. Cependant, l'examen à ce stade de la capacité collecteur $C_{b'c}$ nous permet de chiffrer exactement l'erreur commise lors de l'approximation primaire. Une seconde approximation est alors rendue possible, qui nous donne avec précision le profil exact et complet de la jonction collecteur.

Jonction de forme quelconque. — Nous nous bornerons à rappeler les résultats classiques de

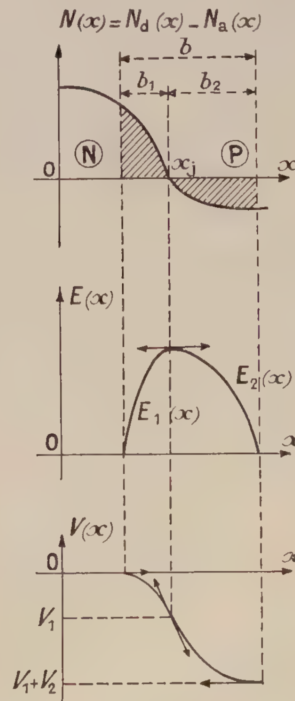


FIG. 2.

l'étude d'une jonction NP de forme quelconque (*fig.* 2).

Nous appelons $N(x)$ la concentration nette en impuretés en chaque point de la zone de charge d'espace, différence des concentrations en donneurs ($N_d(x)$) et en accepteur ($N_a(x)$) au point considéré. $N(x)$ est positive dans la région N et négative dans la région P. Le point de jonction ou point intrinsèque x_j est défini par $N(x_j) = 0$.

Une première intégration de l'équation de Poisson nous donne le champ électrique en tout point de la zone de charge d'espace :

$$\text{coté N : } E(x) = E_1(x) = \frac{e}{\varepsilon}\int_{xj-b_1}^{x} N(x)\,\mathrm{d}x$$

$$\text{coté P : } E(x) = E_2(x) = -\frac{e}{\varepsilon}\int^{xj+b_2} N(x)\,\mathrm{d}x.$$

La continuité du champ électrique à la jonction impose :

$$\int_{xj-b_1}^{xj+b_2} N(x)\,\mathrm{d}x = 0$$

(égalité arithmétique des deux aires hachurées).

Une seconde intégration nous donne les chutes de tensions successives :

$$\text{côté N : } V_1 = -\int_{xj-b_1}^{xj} E_1(x)\,\mathrm{d}x$$

$$\text{côté P : } V_2 = -\int_{xj}^{xj+b_2} E_2(x)\,\mathrm{d}x.$$

La tension totale aux bornes de la jonction est égale à $V = V_1 + V_2 < 0$. Enfin, on démontre aisément que la capacité due à la charge d'espace est égale à celle d'un condensateur à plaques métalliques de surface égale à celle de la jonction, espacées de $b = b_1 + b_2$ et ayant le semiconducteur considéré comme diélectrique intermédiaire :

$$\frac{C}{S} = \frac{\varepsilon}{b_1 + b_2}.$$

Étude d'une jonction à gradient de dopage constant (jonction « idéalisée »). — Nous supposons, dans un premier temps, avoir un profil de dopage tel que celui représenté à la figure 3. L'application des formules générales donne dans ce cas :

$$b_1 = b_2 = b/2$$

$$E(x) = \frac{ea}{2\varepsilon}\left(\frac{b^2}{4} - x^2\right)$$

$$V_1 = V_2 = V/2 = -eab_1^3/3\varepsilon = -eab_2^3/3\varepsilon = -eab^3/24\varepsilon$$

d'où

$$b_1 = b_2 = b/2 = (3\varepsilon/2ea)^{1/3}\,|V|^{1/3}.$$

Supposons maintenant qu'un transistor tiré NPN au germanium ait une jonction collecteur de ce

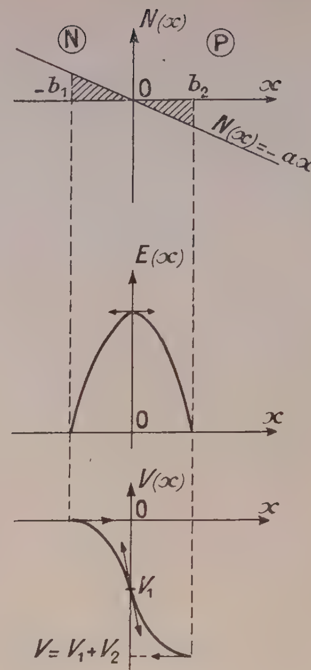


FIG. 3.

type. L'épaisseur effective de base l est donnée par :

$$l = \sqrt{2D_n\,kT\,C_d/eI_c} = \sqrt{2D_n\,C_d/g_m}$$

où D_n est la constante de diffusion des électrons. Mais

$$l = l_0 - b_2 = l_0 - (3\varepsilon/2ea)^{1/3}\,|V_c|^{1/3}$$

si bien qu'en utilisant une échelle linéaire pour l et une échelle en racine cubique pour V_c, les points figuratifs de $l = f(V_c)$ doivent se situer sur une

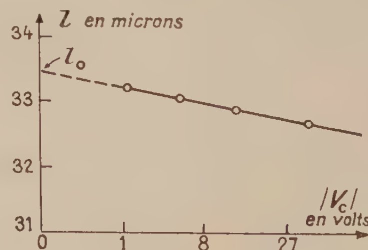


FIG. 4.

droite dont l'extrapolation pour $V_c = 0$ donne l'épaisseur « initiale » de base l_0 (*fig.* 4).

Connaissant l_0, nous obtenons immédiatement $b_2 = l - l_0$ pour diverses tensions collecteur.

De la valeur de b_2 pour $|V_c| = 1$ volt, par

exemple, nous déduisons la valeur de a gradient de dopage de la jonction par la relation :

$$b_2 = (3\varepsilon/2ea)^{1/3}\,|V_c|^{1/3} = (3\varepsilon/2ea)^{1/3} \text{ à 1 volt}$$

$$a = 1{,}33 . 10^{15}/(b_2)^3{}_{1\text{volt}} \text{ avec } \begin{cases} a \text{ en atomes/cm}^3/\mu \\ (b_2)_{1\text{volt}} \text{ en microns.} \end{cases}$$

D'autre part

$$C_{b'c} = \varepsilon S/b$$

nous permet de calculer b à diverses tensions.

Si les hypothèses faites en tête de paragraphe étaient valables, nous devrions trouver à chaque tension $b = 2b_2$. En fait, pour les transistors réels nous n'obtenons cette égalité que pour de très faibles tensions continues appliquées au collecteur ($|V_c| < 0{,}5$ volt). Pour des tensions plus élevées, $b > 2b_2$. Ceci conduit à penser que la barrière de potentiel a alors débordé de la région à gradient constant et s'étend en partie sur un « palier » à dopage constant.

Jonction réelle. — Supposons que nous ayons affaire à la jonction schématisée à la figure 5. Nous

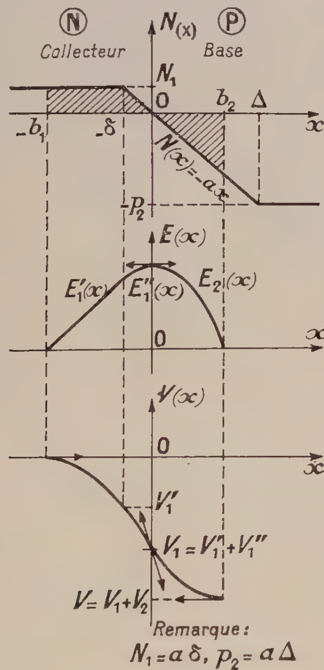


Fig. 5.

avons supposé que le dopage du « palier » de la région N (collecteur) est sensiblement plus faible que celui correspondant de la région P. Pour fixer les idées,

$$P_2 = 5N_1 \text{ d'où } \Delta = 5\delta.$$

Les formules générales donnent ici, avec les notations de la figure 5 :

$$E_1'(x) = \frac{ea\delta}{\varepsilon}(b_1 + x) \qquad V_1' = -\frac{ea\delta}{2\varepsilon}(b_1 - \delta)^2$$

$$E_1''(x) = \frac{ea}{2\varepsilon}(2\delta b_1 - \delta^2 - x^2) \qquad V_1'' = -\frac{ea\delta^2}{\varepsilon}\left(b_1 - \frac{2\delta}{3}\right)$$

$$E_2(x) = \frac{ea}{2\varepsilon}(b_2^2 - x^2) \qquad V_2 = -\frac{eab_2^3}{3\varepsilon}$$

$$V = V_1' + V_1'' + V_2 = -(ea/6\varepsilon)(2b_2^3 + 3\delta b_1^2 - \delta^3).$$

La condition de continuité du champ au point de jonction impose :

$$\boxed{b_2^2 = 2\delta b_1 - \delta^2}$$

relation très intéressante entre b_1 et b_2 puisqu'elle ne dépend que de δ.

C'est ici que nous allons faire la liaison avec le paragraphe précécédent. En effet si nous considérons l'expression de V_2 donnée ci-dessus, nous la trouvons identique à celle établie dans le cas de la jonction idéalisée, ce qui était prévisible.

Nous pouvons donc utiliser dans le cas présent la méthode indiquée pour les jonctions idéalisées. Malheureusement, alors qu'au paragraphe précédent, nous avions la relation particulièrement simple $V = 2V_2$, nous n'avons pas ici la possibilité connaissant V d'accéder à V_2 de façon simple. C'est pourquoi nous allons, dans un premier temps, comparer V et V_2 tels qu'ils sont définis au présent paragraphe, compte tenu de la condition de continuité du champ. Nous arrivons à :

$$\frac{V}{2V_2} = 0{,}5 + \frac{3(b_1/\delta)^2 - 1}{4\left(2\frac{b_1}{\delta} - 1\right)^{3/2}} = f\left(\frac{b_1}{\delta}\right).$$

La courbe représentative de cette fonction est

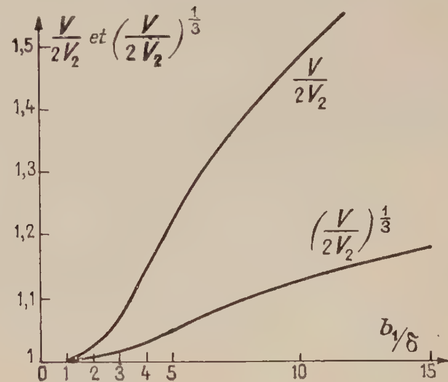


Fig. 6.

tracée sur la figure 6 ainsi que celle de la fonction $(V/2V_2)^{1/3}$.

Nous voyons que même pour un rapport b_1/δ de 4 ou 5, l'erreur relative faite en portant V et non $2V_2$, en abscisse dans la figure 4 est de l'ordre de 5 %, compte tenu de l'échelle en racine cubique.

Nous arrivons donc au résultat apparemment paradoxal qu'une théorie simplifiée donne une précision satisfaisante même lorsqu'on s'écarte très sensiblement de son domaine de validité.

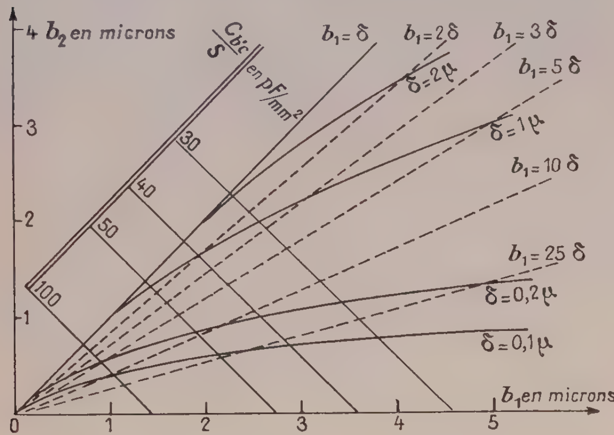


Fig. 7.

Le graphique de la figure 7 est une récapitulation du présent paragraphe.

Dans le plan (b_1, b_2), nous avons tracé le réseau de courbes représentatif de la relation

$$b^2 = 2\delta b_1 - \delta^2,$$

en prenant δ comme paramètre.

Nous avons également tracé les courbes pour lesquels b_1/δ = constante qui sont en quelque sorte des courbes « d'égale erreur sur la tension » d'après la figure 6. Il est facile de voir que ces courbes sont des droites passant par l'origine. Enfin, nous avons porté sur le graphique les courbes d'égale capacité unitaire de jonction qui sont des droites $b_1 + b_2$ = constante.

Processus d'application de la méthode. — *a*) L'utilisation brutale du procédé de la figure 4, sans se soucier de sa validité permet d'accéder à une première approximation de l_0 et de b_2 à diverses tensions. Compte tenu de la valeur mesurée de $C_{b'c}/S$ pour ces mêmes tensions, nous pouvons placer sur le graphique de la figure 7 les points (b_1, b_2) pour diverses tensions collecteur : ces points se répartissent sur une courbe δ = constante d'où la valeur de δ.

b) Arrivés à ce point de l'interprétation, nous pouvons amorcer un deuxième cycle d'approximation : chaque point (b_1, b_2) est situé sur une courbe « d'égale erreur sur la tension », b_1/δ = constante. En se référant à la figure 6, on détermine l'erreur qui a été commise dans la première approximation en considérant V au lieu de $2V_2$, ce qui donne pour chaque point (b_1, b_2) la tension (plus faible que dans la première approximation) qui doit être utilisée dans le procédé de la figure 4.

On recommence alors le processus indiqué en *a*). On en tire finalement l_0, et b_2 à 1 volt dont on déduit, à l'aide de la formule

$$a = \frac{1,33\ 10^{15}}{(b_2)^3{}_{1\text{volt}}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a \text{ en atomes/cm}^3/\mu \\ (b_2)_{1\text{volt}} \text{ en microns} \end{cases}$$

le gradient de dopage a. Connaissant a et δ, on obtient le dopage collecteur

$$N_c = a\delta.$$

Nous avons laissé volontairement de côté le cas où la barrière de potentiel déborde également sur la zone de « palier » de dopage de base $(b_2 > \Delta)$. En fait, si nous appliquons la méthode développée ici, un désaccord commence à se manifester à la tension pour laquelle $b_2 = \Delta$, ce qui nous permet d'obtenir Δ et de remonter au dopage de base par $P_B = a\Delta$.

Finalement, nous obtenons le profil complet de dopage du transistor (mis à part le dopage d'émetteur pris volontairement beaucoup plus grand que celui de la base pour une raison d'efficacité d'injection et qu'il est malaisé d'obtenir par des méthodes de même nature que celle décrite pour le collecteur).

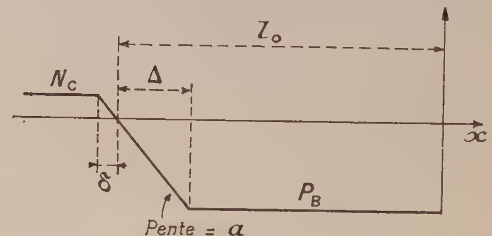


Fig. 8.

Du fait du dopage élevé de l'émetteur, la jonction correspondante est parfaitement abrupte (*fig.* 8).

Conclusion. — La méthode développée au cours de cet exposé a donné de très bons résultats pour les mesures effectuées sur une fabrication en petite série de transistors BF « tirés ». Les résultats ont pu être comparés à ceux obtenus par d'autres méthodes. En particulier, nous avons trouvé un excellent accord avec les données de fabrication, la détermination optique de l'épaisseur de base et les mesures de résistivité sur le cristal. D'autre part les recoupements sont excellents avec d'autres mesures électriques effectuées sur l'élément fini et en particulier avec la détermination de la valeur du « palier » de dopage constant de la base à partir de l'émetteur.

Une expérimentation sur d'autres types de transistors ou éléments complexes à semiconducteurs est actuellement en cours afin d'étendre et de préciser les conditions de validité de la méthode proposée.

Remerciements. — Ce travail a été exécuté au Centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Électricité et dirigé par M. Ch. Dufour, Directeur des laboratoires semiconducteurs qui voudra bien trouver ici mes remerciements pour toute l'aide qui m'a été apportée au cours de cette étude.

Annexe. — Séparation des deux composantes C_0 et C_d de la capacité $C_{b'e}$.

Si nous traçons la courbe $C_{b'e} = f(I_c)$ à une tension collecteur V fixe, nous trouvons une droite dont l'ordonnée à l'origine nous donne C_0.

En effet, C_0, capacité de transition de la jonction émetteur base (qui est polarisée dans le sens direct), ne varie pratiquement pas avec le courant collecteur étant donné que la zone de charge d'espace garde une épaisseur à peu près constante.

Par contre C_d varie proportionnellement à I_c suivant l'expression classique :

$$C_d = \frac{e}{kT}\frac{l^2}{2D_-} I_c$$

à condition que le courant I_c reste faible (inférieur à 10 mA par exemple). Voir au sujet des courants plus élevés, l'hypothèse faite par Webster (article indiqué en référence [5]).

Manuscrit reçu le 9 janvier 1961.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Giagoletto (L. J.), *R. C. A. Review*, 1954, **15**, 506.
[2] Luscher (J.) et Choquard (P.), *Bulletin P. T. T. Suisses*, 1956, **5**, 193.
[3] Luscher (J.) et Dome (P.), *Rev. Scient. Instr.*, 1959, **30**, 656.
[4] Lawrence (H.) et Warner (R. M.), *Bell Syst. Tech. J.*, 1960, **39**, 389.
[5] Webster (W. M.), *Proc. Inst. Radio Engrs*, 1954, **42**, 914.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 2.
TOME 22, FÉVRIER 1961, PAGE 64 A.

RÉALISATION ET ESSAIS D'UN COMPTEUR CERENKOV A GAZ COMPRIMÉ ÉTUDE DE LA POLLUTION D'UN FAISCEAU

Par J. DUBOC et J. BANAIGS
Laboratoire de Physique Atomique du Collège de France.

et J. F. DETŒUF,
S. P. C. H. E., C. E. N., Saclay.

Résumé. — La réalisation d'un compteur Cérenkov à gaz sous pression permet l'étude de la pollution d'un faisceau de mésons π d'impulsions comprise entre 220 et 1 100 MeV/c.

Abstract. — The realisation of a compressed-gas Cérenkov counter permits the study of the pollution of a beam of π mesons with momentum varying from 220 to 1 100 MeV/c.

Nous avons construit, au Laboratoire de Physique Atomique un compteur Cérenkov à seuil destiné à séparer, dans un faisceau, les particules rapides dont la vitesse β (en unités c) est comprise entre 0,8 et 1.

La lumière Cérenkov est réfléchie et focalisée par un miroir sphérique de contour elliptique, incliné à 45°, de manière que l'aire d'amincissement de la surface caustique des rayons lumineux se forme au second point de Weierstrass d'un dioptre sphérique en plexiglass. Ce dioptre faisant fenêtre de sortie, est sectionné au niveau du premier point de Weierstrass et la photocathode est appliquée en ce point.

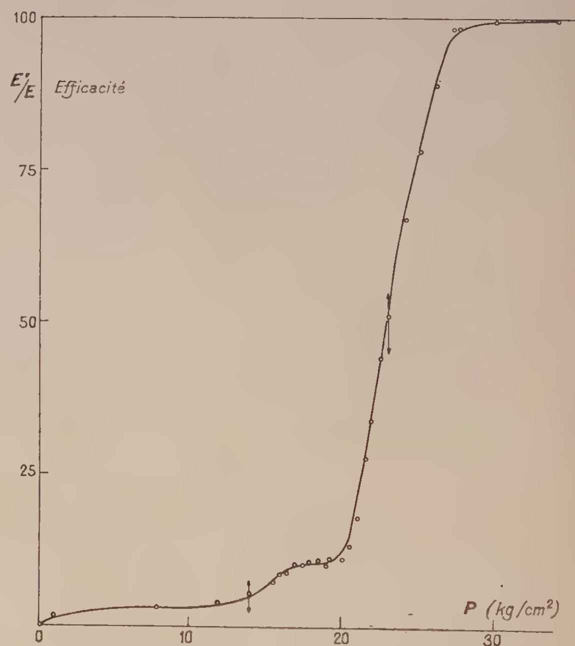
Les essais furent effectués au Centre d'Études Nucléaires de Saclay, auprès du Synchrotron à protons, en collaboration avec le S. P. C. H. E. Ces essais ont consisté à déterminer la pollution en mésons π et en électrons d'un faisceau de mésons μ.

Nous avons fait varier le seuil Cérenkov par variation de pression sur un faisceau d'impulsion connue. L'indice du CO_2 est déduit des mesures de température et de pression d'après les tables numériques de Michels.

La dispersion calculée est 1.10^{-4} en fonction de la longueur d'onde, $0{,}5.10^{-4}\,\Delta T$ en température, et $5.10^{-4}\,\Delta P$ en pression. Les mesures étant faites avec une incertitude de 0,25 kg/cm² par un manomètre de vérification, et 0,5 degré par thermistance, l'indice était donc connu avec une incertitude absolue de 2.10^{-4}, bien inférieure à l'incertitude en impulsion de l'aimant.

Avec une impulsion de 950 MeV/c nous avons obtenu la courbe I.

Aux fortes pressions, le taux de comptage est de 100 %, lorsque la pression diminue et que le seuil Cérenkov devient supérieur au β des mésons π nous constatons une chute brutale de la courbe puis un palier correspondant aux mésons μ et aux électrons.



COURBE I. — 950 MeV/c.

Si la pression diminue encore nous avons la chute correspondant à l'arrêt du comptage des mésons μ, le compteur ne détecte plus que les électrons. Pour une pression nulle le comptage est nul.

La courbe II est un agrandissement de la courbe I au niveau des mésons μ. Nous avons

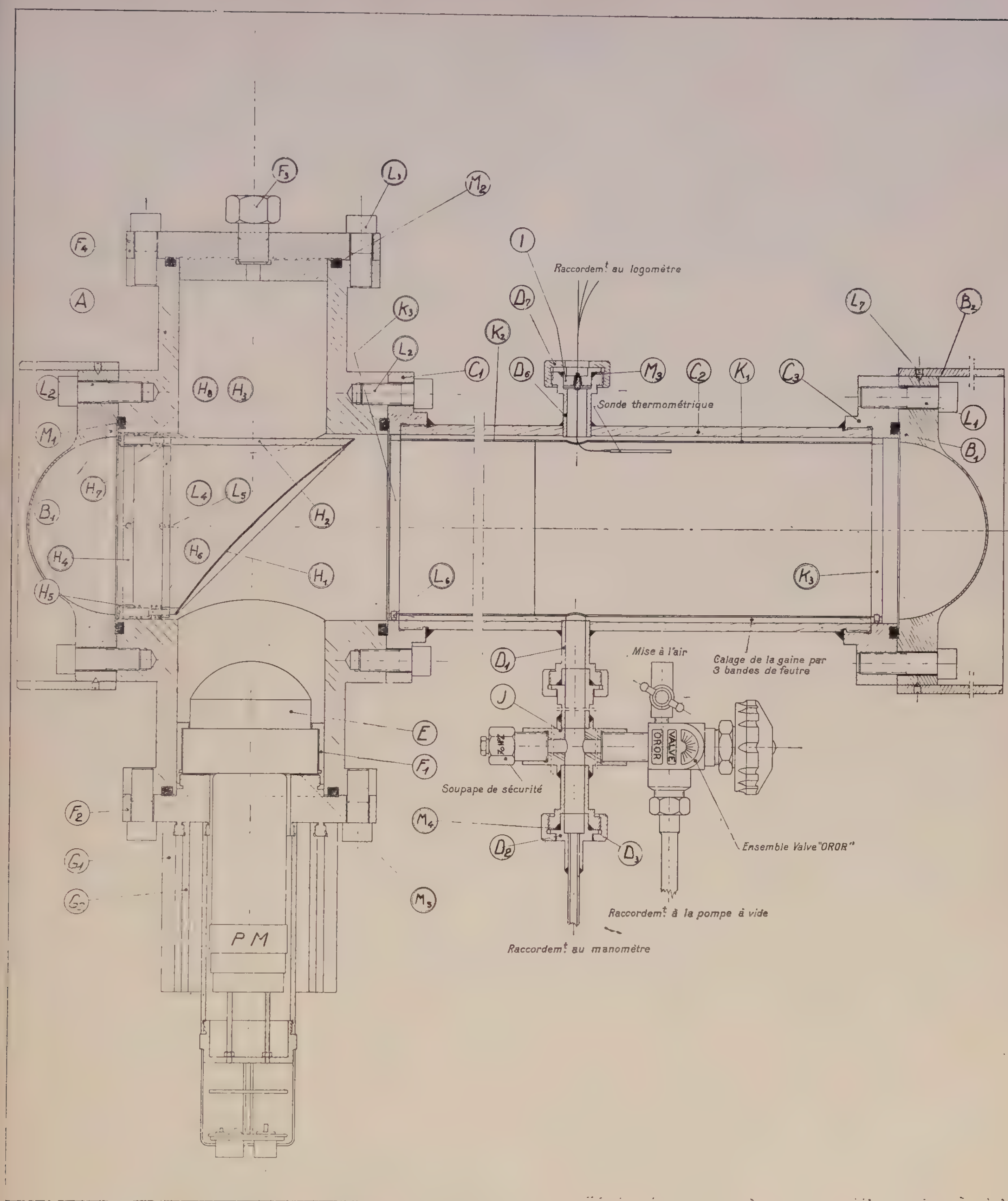
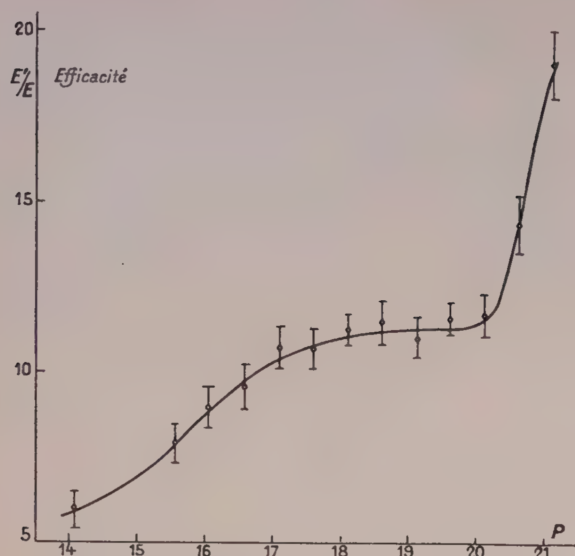
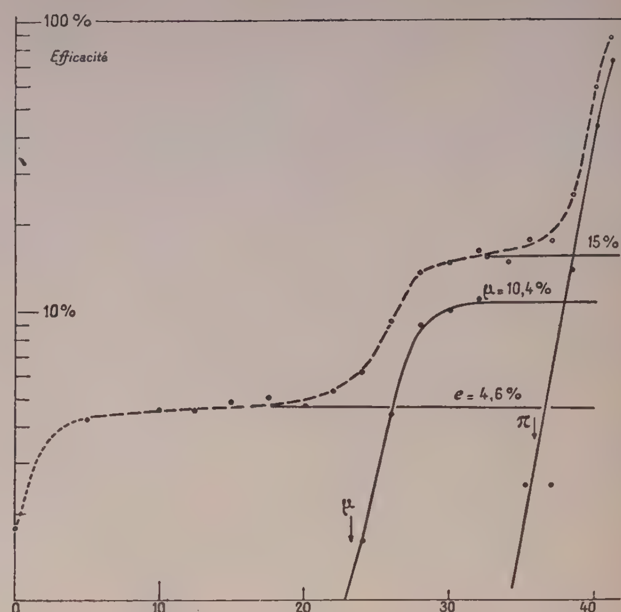


Fig. 1. — Schéma de l'appareil, échelle 22/100.

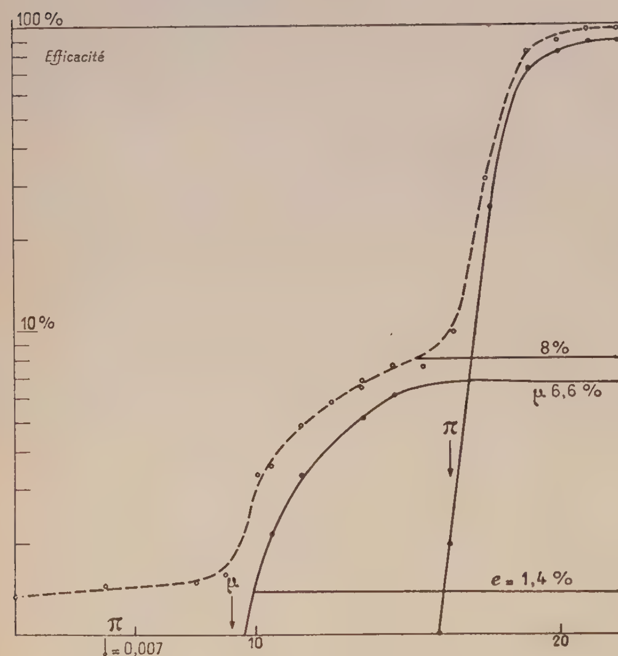


Courbe II. — 950 MeV/c.



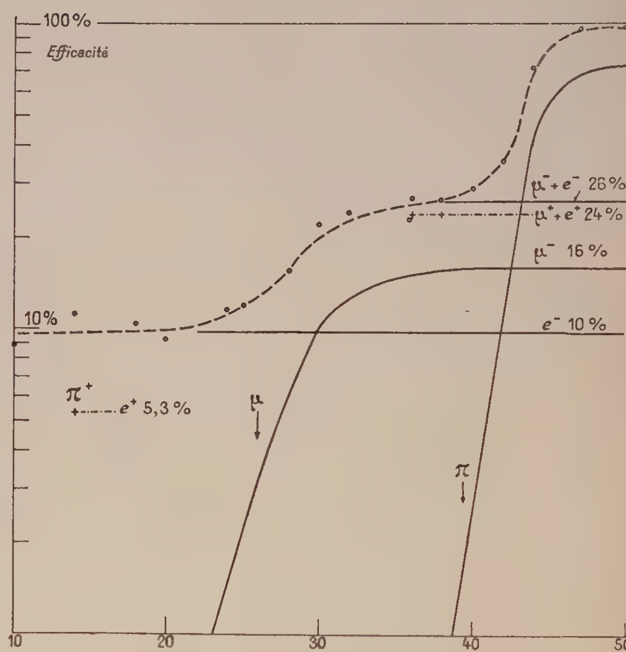
Courbe IV. — π⁻ 700 MeV/c. CO_2.

obtenu des courbes similaires et une séparation aussi nette pour d'autres impulsions à 1 100 et 700 MeV/c (courbes III, IV).



Courbe III. — π⁻ 1 100 MeV/c. CO_2.

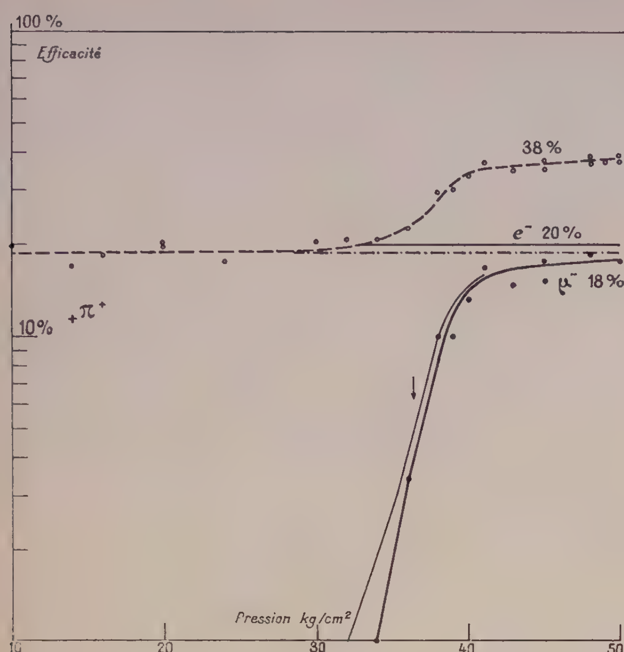
Pour les impulsions plus faibles, la séparation a pu être réalisée en utilisant de l'éthylène (courbes V à 500 MeV/c, VI à 400 MeV/c et VII à 220 MeV/c).



Courbe V. — π⁻ 500 MeV/c. C_2H_4.

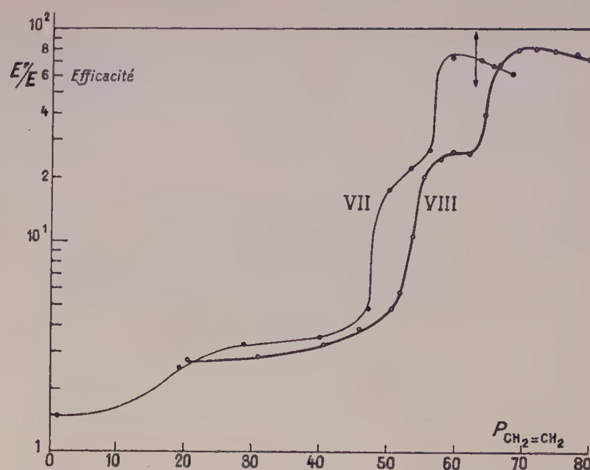
Cette dernière courbe a été tracée auprès du Synchro-cyclotron de Genève. Un essai de séparation avec de l'éthylène chauffé à 50° donne la courbe VIII pour une impulsion de 225 MeV/c.

Après les essais à l'éthylène, nous avons constaté une altération du dioptre diminuant sérieusement sa transparence. Pour palier cet inconvénient, nous avons fait fabriquer des dioptres en silice fondue.



Courbe VI. — π⁻ 400 MeV/c. C_2H_4.

D'autre part, il importe de prendre des précautions lors du remplissage de l'appareil pour ne pas provoquer un refroidissement entraînant une opalescence ou même une liquéfaction partielle du gaz comprimé.



Courbe VII. — $CH_2 = CH_2$ 220 MeV/c. T ordinaire.

Courbe VIII. — $CH_2=CH_2$ 225 MeV/c. T = 50 °C.

Remerciements. — Nous remercions Messieurs M. Goldzahl, dont l'initiative est à l'origine de cette réalisation, Alexandre pour l'aide apportée à la fabrication de cet appareil, Michaelis pour sa collaboration aux essais de Genève.

Manuscrit reçu le 9 janvier 1961.

LETTRES A LA RÉDACTION

CRÉATION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES UTILISÉS POUR LA FOCALISATION FORTE A L'AIDE DE BOBINES SANS FER

Par J.-C. SCHNURIGER,
Élève de l'I. N. S. T. N.
Stagiaire au Service P. A.-S. O. C.
Commissariat à l'Énergie Atomique.

On développe une méthode de calcul du champ magnétique d'un conducteur rectiligne de section de forme quelconque qui donne le potentiel vecteur sous la forme d'une série de champs magnétiques « multipolaires ». Cette méthode s'applique au calcul des bobines sans fer créant les champs magnétiques utilisés en optique corpusculaire : champ de déflexion, champs utilisés en focalisation forte (quadrupolaire, hexapolaire, octopolaire, et de synchrotron à gradient alterné). Un exemple d'application montre qu'on peut obtenir une lentille quadrupolaire sans fer à densité de courant constante dont la première non-linéarité de champ est du neuvième ordre.

Calcul du champ magnétique d'un conducteur de section quelconque. — Comme le conducteur est rectiligne, le champ est toujours dans un plan perpendiculaire et peut être décrit par son potentiel vecteur $\boldsymbol{A}$,

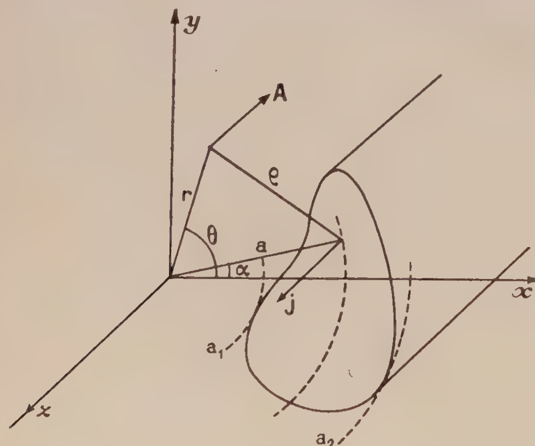


FIG. 1.

qui se réduit d'ailleurs à sa composante parallèle au courant (*fig.* 1). Cette composante est donnée par :

$$A = -\frac{\mu_0}{2\pi}\int_S j \operatorname{Log} \rho \, dS \qquad (1)$$

j étant la densité de courant et S étant la section du conducteur.

Log ρ peut s'écrire : [1]

$$\operatorname{Log} \rho = \operatorname{Log} r - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n}\left(\frac{a}{r}\right)^n \cos n(\theta - \alpha), \qquad r > a \qquad (2)$$

$$\operatorname{Log} \rho = \operatorname{Log} a - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n}\left(\frac{r}{a}\right)^n \cos n(\theta - \alpha), \qquad a > r.$$

Sur un cercle de rayon a, la densité de courant peu se développer en série de Fourier :

$$j(a, \alpha) = \sum_{l=0}^{\infty} (j_l(a) \cos l\alpha + j'(a) \sin l\alpha). \qquad (3)$$

En remplaçant Log ρ par son expression valable pour $r < a$, on obtient le champ dans un cylindre circulaire d'axe oz et de rayon a_1 sous la forme :

$$A = -\frac{\mu_0}{2\pi}\int_{a_1}^{a_2}\int_0^{2\pi}\sum_{l=0}^{\infty} (j_l(a) \cos l\alpha + j'_l(a) \sin l\alpha).$$

$$\left[\operatorname{Log} a - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\left(\frac{r}{a}\right)^n (\cos n\theta \cos n\alpha + \sin n\theta \sin n\alpha)\right] a \, da \, d\alpha.$$

En vertu des propriétés d'orthogonalité des fonctions trigonométriques, seuls les termes du développement de Log ρ tels que $n = l$ donnent une contribution non nulle quand on intègre en α. On obtient donc le champ par son potentiel sous la forme

$$A = \sum_{l=1}^{\infty} (A_l r^l \cos l\theta + A'_l r^l \sin l\theta) \qquad (4)$$

avec :

$$A_l = \frac{\mu_0}{2}\int_{a_1}^{a_2} j_l(a) \frac{1}{l a^l} a \, da$$

et une expression analogue pour les A'_l, qui sont d'ailleurs nuls si j est une fonction paire de α, ce qu'on supposera dans la suite. De l'expression de A on peut déduire facilement les composantes de l'induction :

$$\begin{cases} B_r = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial A}{\partial \theta} \\ B_\theta = -\dfrac{\partial A}{\partial r}. \end{cases}$$

Les lignes de champ sont simplement les lignes telles que $A =$ Cte. Étant donnée une distribution quelconque de densité de courant (en particulier densité constante dans un conducteur de section quelconque) on peut calculer le champ sous la forme d'une série de champs « multipolaires » (4). Réciproquement, étant donné un champ quelconque, on peut calculer la densité de courant nécessaire à sa création. En particulier, si on veut faire un champ décrit par un seul terme de la série (4), c'est-à-dire de la forme $A = A_p r^p \cos p\theta$, il suffit de réaliser de la façon la plus proche possible la

densité de courant $j = j(a) \cos p\theta$, $j(a)$ étant une fonction quelconque du rayon a. Il se trouve que de nombreux champs magnétiques utilisés en optique corpusculaire sont du type $A = A_p r^p \cos p\theta$: en faisant $p = 1$ on obtient un champ uniforme vertical, $p = 2$ donne un champ quadrupolaire, $p = 3$ donne un champ hexapolaire, $p = 4$ donne un champ octopolaire, etc... La superposition des deux premiers ($p = 1$ et $p = 2$) donne un champ de synchrotron à focalisation forte.

Exemple d'application : Lentille quadrupolaire sans fer à densité de courant constante. — Supposons le contour d'un des quatre conducteurs nécessaires, défini entre $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi/4$ par $a = f(\alpha)$ ou bien par $\alpha = \varphi(a)$. (Les contours complets des 4 conducteurs seraient obtenus par des symétries et des rotations.) La densité j étant constante dans les conducteurs, elle aura sur un cercle de rayon a, une loi de variation en créneaux (*fig.* 2).

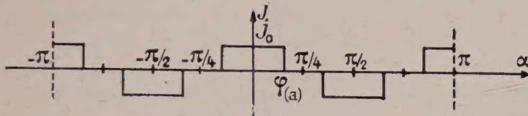


Fig. 2.

On trouve :

$$A = \sum_{K=1}^{\infty} A_K \, r^{2(2K+1)} \cos 2(2K + 1)\theta$$

avec :

$$A_K = \frac{\mu_0 j_0}{\pi(2K + 1)^2} \int_{a_1}^{a_2} \frac{\sin 2(2K + 1) \varphi(a)}{a^{2(2K+1)}} \, a \, \mathrm{d}a.$$

On pourrait toujours calculer cette intégrale, au moins numériquement. Pour simplifier, supposons $\varphi(a) = \text{Cte}$ (*fig.* 3). A_k s'écrit alors :

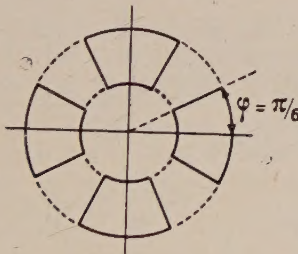


Fig. 3.

$$A_K = \frac{\mu_0 j_0 \sin 2(2K + 1) \varphi}{\pi(2K + 1)^2} \int_{a_1}^{a_2} \frac{a \, \mathrm{d}a}{a^{2(2K+1)}}.$$

En choisissant $\varphi = \pi/6$ le terme en $r^6 \cos 6\theta$ sera nul et la première non-linéarité non nulle sera $r^{10} \cos 10\theta$. Il est utile d'annuler le terme $r^6 \cos 6\theta$, en particulier parce qu'il donne, dans l'expression du gradient suivant $\theta = \pi/4$, un terme de signe contraire à celui qu'on trouve dans l'expression du gradient suivant $\theta = 0$. On pourrait corriger le champ encore mieux en supprimant les non-linéarités résiduelles, par exemple en disposant 20 fils sur le cylindre de rayon a_1, ces fils étant parcourus par des courants de sens alterné, ce qui annulerait le terme en $r^{10} \cos 10\theta$. On pourrait aussi ajouter un champ octopolaire pour corriger les aberrations d'ouverture [2] [3].

Lettre reçue le 28 octobre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Durand (E.), Électrostatique et magnétostatique, p. 366.
[2] Grivet (P.) et Septier (A.), Les lentilles quadrupolaires magnétiques. *Nucl. Inst. and Methods*, 1960, vol. **6**, n° 2.
[3] On trouvera une étude complète d'une bobine de déflexion et d'une lentille quadrupolaire sans fer (puissance dissipée, refroidissement à basse température, champ magnétique dans les conducteurs, énergie magnétique stockée) ainsi que l'étude de synchrotrons sans fer refroidis à basse température dans : Schnuriger (J. C.), *Thèse* de 3me Cycle, INSTN, Saclay.

RÉALISATION D'UN PHASEMÈTRE HAUTE FRÉQUENCE

Par Daniel Boussard,
Laboratoire d'Électronique de la Faculté des Sciences, Fontenay-aux-Roses,

La construction d'un accélérateur linéaire d'ions du type Sloan et Lawrence, dont la longueur n'est pas faible devant $\lambda/4$, nécessite la connaissance précise de la phase de la tension accélératrice le long de la machine. L'appareil décrit ci-dessous permet de mesurer la différence de phase entre deux points d'un système de conducteurs excités en haute fréquence.

Principe. — On se ramène à une mesure de phase en basse fréquence en effectuant un battement avec un oscillateur local. Les tensions à comparer pouvant avoir des amplitudes différentes, et la précision demandée étant au moins de 1 degré, on a éliminé les différents systèmes fonctionnant par écrêtage et impulsions et les systèmes dits « à porte », au profit d'une méthode de zéro. L'une des tensions est appliquée directement à l'entrée horizontale d'un oscilloscope, l'autre traverse un déphaseur étalonné avant d'attaquer la déviation verticale. On obtient ainsi une ellipse qui se réduit à une droite pour le déphasage nul. L'étalonnage du déphaseur utilisé n'est pas assez indépendant de la fréquence pour que les dérives des oscillateurs ne se mani-

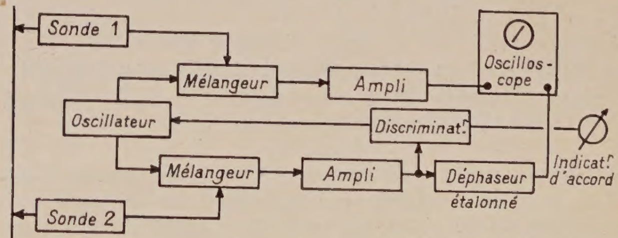


Fig. 1.

festent pas par des erreurs de phase, aussi a-t-il été nécessaire de stabiliser la fréquence du battement au moyen d'une boucle d'asservissement (*fig.* 1).

Description de l'appareillage. — Sondes. — Les tensions à comparer sont recueillies par des sondes à haute impédance. Une sonde comprend une triode (1/2 6J6) montée en cathode follower d'impédance de sortie 150 Ω, ce qui permet d'attaquer un câble adapté (*fig.* 2). Sondes et câbles sont identiques pour

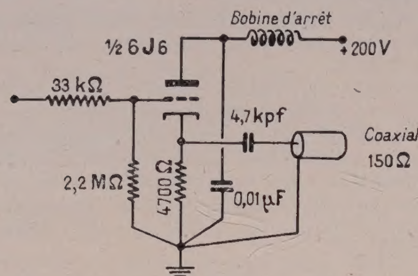


Fig. 2.

les deux voies de façon à introduire des déphasages identiques. Les alimentations chauffage et haute tension doivent être soigneusement découplées pour éviter des couplages entre sondes. La résistance série de 33 kΩ dans la grille ne sert qu'à augmenter l'impédance d'entrée, le gain des amplificateurs étant suffisant pour compenser l'affaiblissement ainsi introduit. Si les mesures portaient sur des circuits à très haute impédance et à faible niveau, il serait intéressant de monter une double triode selon le schéma de la figure 3 [1].

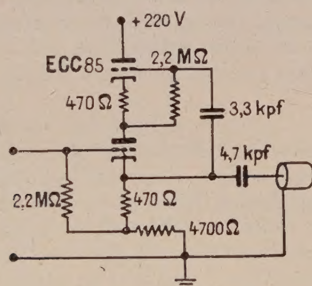


Fig. 3.

L'impédance d'entrée est alors multipliée par le coefficient d'amplification d'une section du tube, celle de sortie reste approximativement la même.

Changement de fréquence. — L'oscillateur local doit être aussi stable que possible : on a utilisé une pentode 6AK5 dans un montage Clapp. La stabilité naturelle du montage s'avère cependant insuffisante et il a fallu l'améliorer par le dispositif décrit au paragraphe suivant. Le changement de fréquence est effectué par deux tubes penta-grilles 6BE6 suivis d'amplificateurs basse fréquence à résistances-capacités. Le potentiomètre P sert à ajuster le zéro du déphaseur étalonné.

Stabilisation de la fréquence du battement. — Le principe en est très simple : un discriminateur de fréquence délivre une tension d'erreur qui, réinjectée sur l'oscillateur local compense sa dérive. Nous avons adopté pour le discriminateur un montage utilisant un circuit *L-C* série accordé sur la fréquence de battement (15 kHz). Si on détecte séparément les tensions apparaissant aux bornes de l'inductance et de la capacité et qu'on les mette en opposition, la tension obtenue change de sens lorsqu'on passe sur la fréquence de résonance du circuit *L-C*. On a avantage à prendre une valeur élevée du rapport *L*/*C* pour avoir le maximum de sensibilité. Le signal d'erreur est appliqué d'une part à un appareil de contrôle (double triode à charge cathodique et microampèremètre), d'autre part à un amplificateur différentiel. La tension d'erreur amplifiée fait varier la polarisation d'une diode D à capacité variable montée en parallèle sur le circuit oscillant de l'oscillateur. Seul l'un des battements donne une tension d'erreur de phase convenable : l'autre battement se trouve automatiquement éliminé. La stabilité de fréquence obtenue est, avec une alimentation stabilisée, de l'ordre de 10^{-6} (ce qu'il est facile de contrôler en mesurant la dérive du zéro du déphaseur), c'est-à-dire que l'oscillateur local est pratiquement aussi stable que le quartz du générateur utilisé. Le système décrit précédemment permet de réaliser un oscillateur à fréquence réglable et de grande stabilité. En effet il est très facile de faire varier la fréquence d'accord du discriminateur en agissant sur la valeur du condensateur *C*.

Déphaseur étalonné. — Celui-ci est constitué par un circuit *R-C* schématisé figure 4. L'amplitude de la

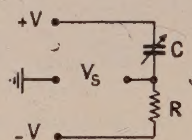


Fig. 4.

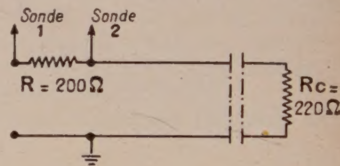


Fig. 5.

tension de sortie V_s reste constante et son déphasage varie d'environ ± 40° autour de la valeur 90°. Comme on désire une variation partant sensiblement de zéro, on a utilisé un circuit *R-C* associé une à pentode (100 pF-1 500 Ω dans la grille EF80) pour obtenir un déphasage préliminaire de 90°. Les tensions ± *V* sont fournies par un étage déphaseur de Schmitt suivi de deux triodes à charge cathodique. On a préféré rendre l'élément *C* variable plutôt que *R* pour avoir une meilleure précision d'étalonnage.

Étalonnage. — L'étalonnage du déphaseur réglable a été effectué directement en HF en utilisant une ligne à ondes progressives excitée à 21 MHz constituée par un fil tendu au-dessus d'une plaque conductrice. La phase de la HF le long de la ligne vaut :

$$\varphi = \beta z = \omega z / c$$

à condition que la ligne soit adaptée. On a pu contrôler que la ligne était bien adaptée en utilisant l'artifice suivant : à l'adaptation, la ligne se comporte comme une résistance pure, et seulement dans ce cas. Les tensions relevées par les ondes 1 et 2 (*fig.* 5) sont donc en phase, ce qu'il est facile de contrôler avec l'appareil.

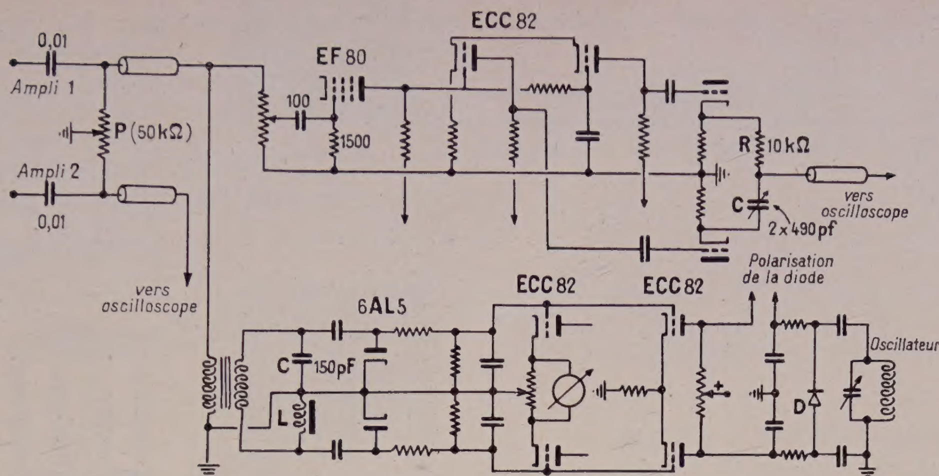


Fig. 6.

On a trouvé une impédance caractéristique de 200 Ω ce qui est en bon accord avec la valeur théorique.

Résultats. — La gamme de mesure de l'appareil s'étend de + 60° à — 15°, avec une précision de l'ordre de 0,5 degré. La précision est limitée par la finesse du spot de l'oscilloscope et le bruit de fond des amplificateurs, mais surtout par les capacités parasites inévitables introduites par les sondes (environ 2 pF).

Lettre reçue le 5 décembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Davidson (G. M.) et Brady (R. F.), Unity gain amplifier offers high stability. *Electronics*, 26 February 1960.

LE « PILE-UP » DES IMPULSIONS ET SON INFLUENCE SUR LES SPECTRES D'ÉNERGIE

Par P. Moatti,

I. **Position du problème.** — Lorsqu'on trace un spectre d'énergie, au moyen d'un détecteur proportionnel et d'un sélecteur d'amplitude, on compte en même temps les impulsions « empilées ». Il en résulte une déformation de la distribution naturelle en amplitude

a) si deux impulsions surviennent pendant le temps de résolution θ du système, on n'en compte qu'une seule, de hauteur supérieure ou égale à la plus grande.

b) si deux impulsions sont séparées par un intervalle de temps supérieur à θ, la seconde, comptée indépendamment, s'empile sur la « queue » de la première, et son amplitude est donc faussée.

Je me propose de corriger le spectre de distribution en hauteur pratiquement observé, en calculant les deux effets précédents. Je négligerai les coïncidences d'ordre supérieur à 2, leur nombre étant beaucoup plus petit que celui des impulsions doubles par suite de la condition élémentaire de comptage :

$$n\theta \ll 1,$$

n : taux de comptage ;
θ : temps de résolution (τ + temps mort).

Une formule classique relie le nombre n_c d'impulsions doubles au nombre total n d'impulsions comptées par seconde pour tout le spectre :

$$n_c = n^2\,\theta. \tag{1}$$

2. **Calcul de la correction de « pile-up ».** — Je désigne par $\varphi(v)$ la densité de probabilité expérimentale des impulsions, v leur hauteur ; $f(v)$ la densité de probabilité vraie des impulsions, τ la durée totale d'une impulsion ; $\lambda(t) = \dfrac{v(t)}{v_{\max}}$ la fonction de forme de l'impulsion à l'entrée du sélecteur d'amplitude.

On peut grouper les deux effets précédents en un seul terme correctif

$$f(v) = \varphi(v) - n\int_{-}^{v} f(v-u)\int_0^{\tau} f\left[\frac{u}{\lambda(t)}\right]\frac{\mathrm{d}t}{|\lambda(t)|}\,\mathrm{d}u. \tag{2}$$

Pour résoudre cette équation intégrale, une première approximation semble suffisante, en remplaçant dans l'intégrale le symbole f par φ :

$$f(v) = \varphi(v) - n\int_{-\infty}^{v}\varphi(v-u)\int_0^{\tau}\varphi\left[\frac{u}{\lambda(t)}\right]\frac{\mathrm{d}t}{|\lambda(t)|}\,\mathrm{d}u. \tag{3}$$

3. **Vérification expérimentale.** — J'ai tracé, à l'aide d'un sélecteur rapide du C. E. A., le spectre γ de ^{198}Au. Le détecteur, à scintillation, comporte un tube EMI 6097-B et un cristal d'INa. La source, d'une activité de l'ordre de 0,2 mc, a été placée dans trois positions différentes, correspondant à des taux de comptage variant approximativement comme les nombres 1, 4, 16 (n = 780 cp/s ; n = 2 600 cp/s ; n = 13 000 cp/s, pour tout le spectre). La courbe $\lambda(t)$ est représentée (*fig.* 1).

J'ai calculé, à l'aide de la relation (3), la correction d'empilement pour les trois spectres, qui sont représentés (*fig.* 2, 3 et 4). Les allures des courbes obtenues sont très voisines, en particulier pour le pic photoélectrique de 0,67 MeV. Les différences sont dues surtout aux différences de géométrie source-photomultiplicateur et aussi aux variations de niveau moyen des dynodes avec l'activité.

On peut conclure à une vérification expérimentale satisfaisante de la relation (3).

4. **Conclusions.** — *a*) L'effet d'empilement est très important, même avec un système électronique rapide. Ici, avec une durée totale d'impulsion $\tau = 2$ μs, la correction est de l'ordre de 90 % pour $n = 2{,}6$ %. seulement.

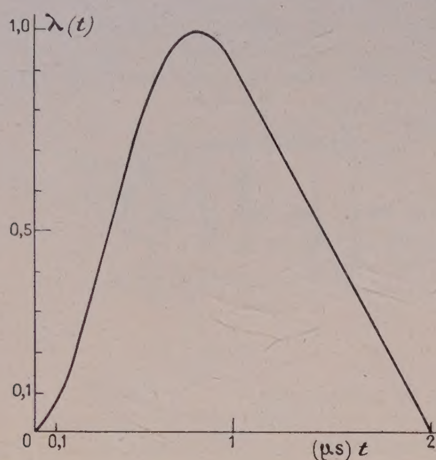


FIG. 1. — Forme de l'impulsion $\lambda(t) = \dfrac{v(t)}{v_{\text{Max}}}$.

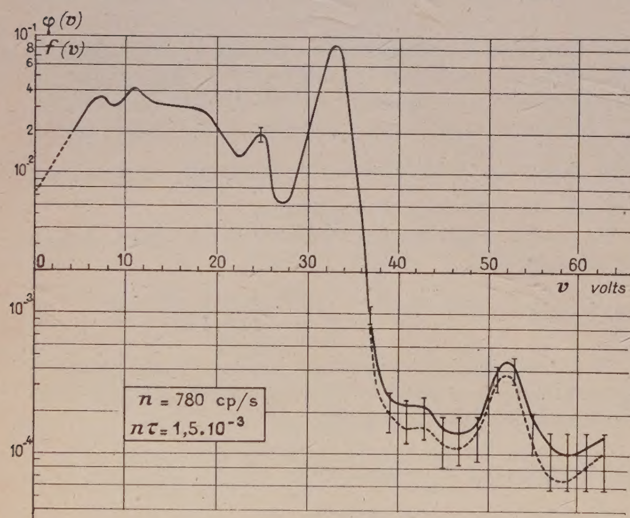


FIG. 2. — Spectre de ^{198}Au. $n = 780$ cp/s; $n\tau = 1{,}5.10^{-3}$

b) Cet effet peut être calculé avec une bonne précision au moyen de la relation (3). On a intérêt à réduire les erreurs statistiques, ce qui est facile dans le cas d'une activité importante, et à effectuer les calculs automatiquement, par exemple par la méthode des trapèzes.

c) Le « pouvoir de résolution » θ n'intervient pratiquement pas, mais seule compte la durée totale τ de l'impulsion. D'où l'intérêt du temps mort, survenant aussitôt que l'information, ici l'amplitude, est enregistrée.

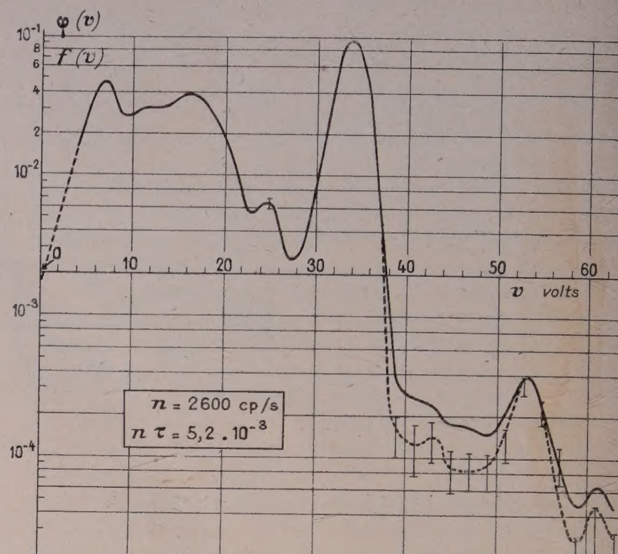


FIG. 3. — Spectre de ^{198}Au. $n = 2\,600$ cp/s; $n\tau = 5{,}2.10^{-3}$.

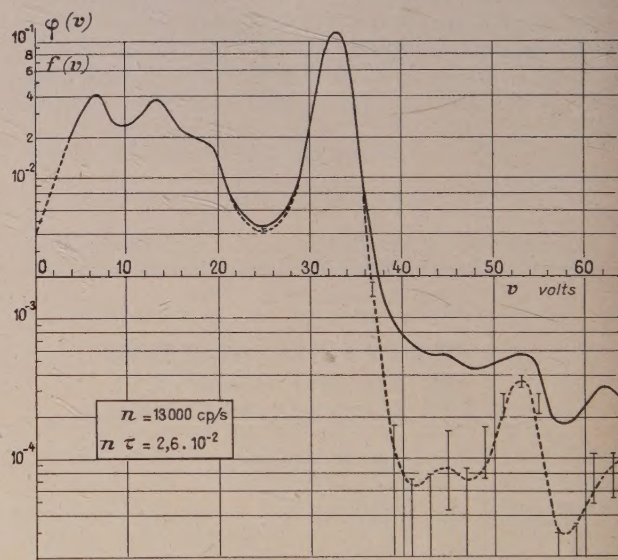


FIG. 4. — Spectre de ^{198}Au. $n = 1\,3000$ cp/s; $n\tau = 2{,}6.10^{-2}$.

d) Le « pile-up » crée toujours un véritable spectre de bruit. Mais il peut exister un « pic », de signification électronique, qu'il sera aisé d'identifier et de corriger par cette méthode. Étant donné le rôle joué par la forme de l'impulsion, ce pic n'aura pas en général une abscisse égale à la somme des énergies des pics composants.

e) On a là un procédé de calcul de l'un des défauts principaux d'un système électronique lent, donc de bonne résolution en énergie.

Lettre reçue le 22 octobre 1960.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 1er trim. 1961, — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France).